

G. Henig
Frankfurt am Main 1974

AgCl(Cd)-DETEKTOREN IN DER ANWENDUNG
ALS NEUTRONENDOSIMETER UND ALS SPUR-
DETEKTOREN IN DER KOSMISCHEN STRAHLUNG

INAUGURAL-DISSERTATION

zur Erlangung des Doktorgrades
der Naturwissenschaften

Vorgelegt beim Fachbereich Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
zu Frankfurt am Main

von

Günter Henig
aus Bühl/Baden

Dezember 1973

Gedruckt mit Genehmigung des Fachbereichs Physik
der Johann Wolfgang Goethe-Universität
Frankfurt am Main

Dekan : Prof. Dr. H.A. Müser

1. Berichterstatter : Prof. Dr. E. Schopper

2. Berichterstatter : Prof. Dr. F. Granzer

Tag der mündlichen Prüfung : 25. Februar 1974



<u>Inhalt:</u>	Seite
A) Zusammenfassung.....	3
B) <u>Eigenschaften und Anwendungsbedingungen des AgCl(Cd)-Detektors..</u>	4
1) Vorbemerkungen zu Festkörper-Spurdetektoren.....	4
2) Nachweisempfindlichkeit, Licht- und Temperaturbedingungen, Entwicklung der Detektoren.....	6
3) Physikalische Teilchen- und Spurparameter.....	10
4) Spurvermessung mit dem Mikrophotometer MPV.....	13
5) Optische Mikroabbildungen im AgCl(Cd)-Spurdetektor.....	16
C) <u>Neutronendosimetrie.....</u>	21
1) Prinzip der Dosimetrie.....	21
2) Neutronenreaktionen im AgCl.....	23
3) Berechnung der (n,p)- und der (n, α)-Wirkungsquerschnitte im AgCl nach der Theorie von Hauser und Feshbach.....	25
4) Experimentdurchführung.....	31
5) Ergebnisse und Diskussion.....	35
a) Wirkungsquerschnitte.....	35
b) Energiespektren.....	40
c) Winkelverteilungen.....	43
6) Anwendungsbereich.....	47
7) Der Einfluß von γ -Strahlung auf die Detektoreigenschaften....	50
D) <u>Messungen in der Kosmischen Strahlung.....</u>	54
1) Erscheinungsformen der kosmischen Teilchen-Strahlung.....	55
2) Messungen in Erdnähe: Ballonexperimente.....	59
a) Detektoraufbau.....	59
b) Messungen in Verbindung mit Plastikdetektoren.....	62
c) Messungen in Verbindung mit Kernspuremulsionen, : Kalibrierung für relativistische Teilchen.....	63
3) Kosmische Strahlung außerhalb des Erdmagnetfeldes: Biostack II - Experiment an Bord von Apollo XVII.....	70
a) Experimentprojektierung, Flugbedingungen.....	70
b) Gemessenes Spektrum, Vergleich mit anderen Spurdetektoren.	73

E) Radiobiologische Anwendung.....	79
1) Kombinationsmöglichkeiten biologischer Zellen mit Spurdetektoren: Plastikdetektoren, Kernspuremulsion, Silberchlorid.....	79
2) Ergebnisse aus Biostack II: Eier von Artemia Salina auf AgCl-Detektoren.....	81
F) Literaturhinweise.....	85

A) Zusammenfassung

Die vorliegende Arbeit befaßt sich in einem ersten Teil mit der Anwendung des $\text{AgCl}(\text{Cd})$ -Detektors als physikalisches Neutronendosimeter. Zum Neutronen-Nachweis dienen die an den Nukliden Ag und Cl im Detektor ausgelösten Kernreaktionen, die Protonen und α -Teilchen erzeugen. Berechnete und gemessene Wirkungsquerschnitte der (n,p) - und (n,α) -Reaktionen werden für Neutronenenergien von 1,7 MeV bis 16,4 MeV angegeben. Diese Angaben werden ergänzt durch Energiespektren der Reaktionsprodukte; sie erlauben in einem gewissen Umfang eine Abschätzung der Neutronenenergie. Über Winkelverteilungen werden Rückschlüsse auf den Reaktionsmechanismus gezogen. Die Möglichkeit der Anwendung als Personendosimeter wird aufgezeigt.

Ein zweiter Teil befaßt sich mit der Erprobung und Kalibrierung der Detektoren bei Messungen der kosmischen Strahlung in Ballonflügen. Dabei wird die Arbeitsweise von AgCl -Detektoren mit der anderer Festkörper-Spurdetektoren, speziell Zellulosenitrat und Kernspuremulsionen, verglichen. Für relativistische Teilchen wird eine Kalibrierung des AgCl -Detektors durch Anpassung an Kalibrierungen der Kernspuremulsionen K2 und K5 gewonnen.

Der, in dem Mondfahrzeug Apollo XVII aufgetretene, Teilchenfluß wurde mit den AgCl -Detektoren gemessen. Bei diesem Experiment wurde außerdem der Detektor als Hilfsmittel für eine radiobiologische Untersuchung an Eiern von *Artemia Salina* (Salzkrebs) verwendet.

B) Eigenschaften und Anwendungsbedingungen des AgCl(Cd)-Detektors
=====

1) Vorbemerkungen zu Festkörper-Spurdetektoren

Unter visuellen Festkörperdetektoren oder Festkörper-Spurdetektoren sind Festkörper-Systeme zu verstehen, in denen ein ionisierendes Teilchen eine sichtbare, bleibende Bahnspur erzeugt. Dies geschieht durch submikroskopische Veränderungen im Festkörper, die sogenannte latente Teilchenspur. Sie kann durch eine geeignete Entwicklung - im allgemeinen chemischer Art - zu einem mikroskopisch sichtbaren Bild der Teilchenbahn verstärkt werden.

Diese Gruppe von Detektoren findet ihre Anwendung in Fällen, in denen es auf die Akkumulation einzelner Ereignisse oder auf hohe Orts- und Winkelauflösung und auf geringen meßtechnischen Aufwand zur Zeit und am Ort der zu messenden Teilchenstrahlung ankommt. Hier sind sie den elektronischen Detektoren überlegen. Die bisher bekannten Festkörper-Spurdetektoren haben gegenüber letzteren jedoch den Nachteil, daß ihre chemische Entwicklung teilweise sehr aufwendig ist; eine zeitliche Zuordnung von Ereignissen ist nicht möglich.

Zu den bisher bekannten visuellen Festkörper-Detektoren - Kernspurdetektoren, Plastikdetektoren und Gläsern - ist ein in Frankfurt entwickelter Festkörper-Spurdetektor - auf der Basis Cadmium-dotierter AgCl-Einkristalle - hinzugekommen, der durch seine besonderen Eigenschaften den Anwendungsbereich dieser Detektorgruppe erweitert:

a) Im Gegensatz zu den erstgenannten Detektoren sind im AgCl(Cd)-Detektor die latenten Teilchenspuren instabil und zerfallen nach kurzer Zeit. Bei einer Bestrahlung mit sichtbarem Licht ($\lambda \geq 430 \text{ nm}$) simultan zum Teilchendurchgang kann die latente Spur jedoch für eine spätere Entwicklung stabilisiert werden; dies erlaubt ein Ein- und Ausschalten, eine "Triggerung" des Detektors. Sie kann zu einer zeitlichen Zuordnung von Ereignissen oder zu einer Auswahl von bestimmten Zeitintervallen für die Spurregistrierung benutzt werden.

b) Der Detektor wird in einfacher Weise durch kurzwelliges Licht ($\lambda \leq 410$ nm) entwickelt. Dies kann unmittelbar nach dem Teilchendurchgang oder auch zu einem späteren Zeitpunkt geschehen. Vor oder nach dem Teilchendurchgang kann der Detektor sichtbarem langwelligem Licht mit $\lambda \geq 430$ nm ausgesetzt und daher in einfacher Weise gehandhabt werden.

c) Die Entwicklung verursacht - im Gegensatz etwa zum chemischen Prozeß bei Kernspuremulsionen - keine Formveränderung des Detektors; Koordinaten und Richtung der Teilchenspuren bleiben daher unverändert und können mikroskopisch direkt und mit hoher Auflösung vermessen werden.

Die Herstellung des Detektors in, für Reihenuntersuchungen benötigten Stückzahlen wurde in entscheidendem Maße durch eine an der Universität Frankfurt entwickelte Technologie ermöglicht/1,2/. Seine Kalibrierung und die Erprobung für die praktische Anwendung sind das Ziel dieser frankfurter und der daraus hervorgegangenen münchener Arbeitsgruppe. Dazu soll auch diese Arbeit beitragen.

2) Nachweisempfindlichkeit, Licht- und Temperaturbedingungen, Entwicklung der Detektoren

a) Nachweisempfindlichkeit

Der Detektor besteht aus einer dünnen monokristallinen Schicht von AgCl, dotiert mit CdCl_2 . Die Cd-Konzentration bestimmt die Schwelle für die Nachweisempfindlichkeit (Abb.1). Diese Schwelle wird definiert durch die Opazität der Spur $0 = 0,2$, wobei die Opazität den linearen Anteil der aus Silberkörnern bestehenden Spur bedeutet, der von diesen Körnern ausgefüllt ist.

Bei einer Dotierung mit 5000 ppm CdCl_2 liegt die Schwelle bei einem Energieverlust von 14 MeV/g/cm^2 ; dieser Wert entspricht dem 10-fachen des Minimum-Energieverlustes eines relativistischen Protons und gehört zu einem Proton von ca 30 MeV Energie.

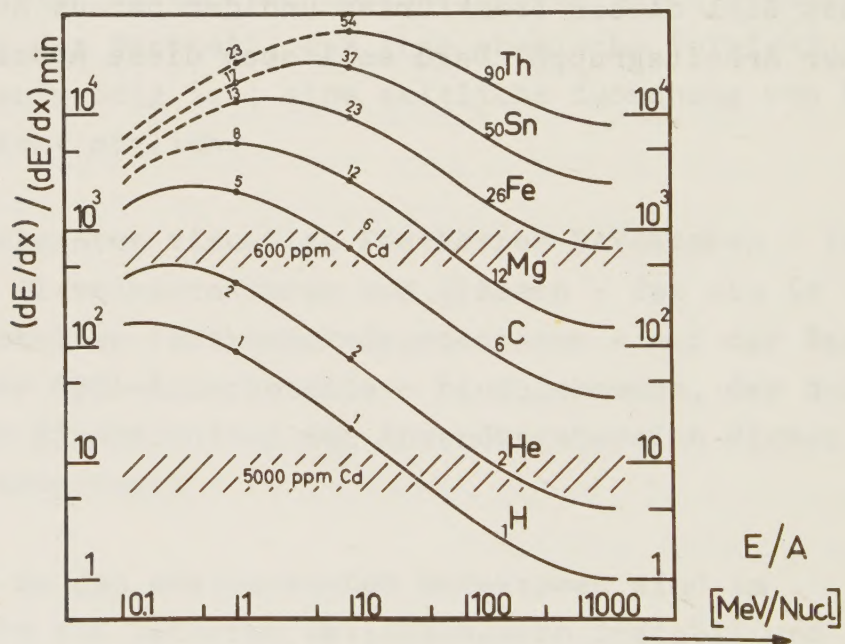


Abbildung 1:

Lage der Nachweisschwellen von $\text{AgCl}(\text{Cd})$ bei den Dotierungskonzentrationen 600 ppm und 5000 ppm Cd.

Energieverlust (in Einheiten des Minimum-Energieverlustes für einfach geladene Teilchen) über der Teilchenenergie.

dE/dx berechnet nach Benton und Henke /3/.

b) Lichtbedingungen

Die latente Spur eines Teilchens, das in den Detektor im Dunkeln eingeschlossen wird, ist zeitlich instabil. Dies zeigt sich in einer Verminderung der mittleren Spurbreite (s.B 3 b) der, zu einem späteren Zeitpunkt, entwickelten Spur. Die Regression kann durch die Zeitspanne charakterisiert werden, in der etwa die mittlere Spurbreite auf die Hälfte ihres Anfangwertes - bei Entwicklung sofort nach dem Teilchendurchgang - zurückgeht. Diese Zeitspanne hängt von der Stärke der Ionisation durch das Teilchen und von der Vorbehandlung des Detektors ab /4,5/ und reicht von Sekunden bis zu Monaten.

Der Vorgang der Regression kann gestoppt und die latente Spur in ihrem jeweils vorliegenden Zustand stabilisiert werden, wenn der Detektor während oder nach dem Teilchendurchgang mit inaktinischem Licht - d.h. Licht einer Quantenenergie unterhalb des Bandabstandes - bestrahlt wird. Hierfür ist Licht im Wellenlängenbereich $430 \text{ nm} \leq \lambda \leq 800 \text{ nm}$ mit der Fluenz $\emptyset \times t \geq 10^{14} \text{ Quanten/cm}^2$ erforderlich. Dieser Wert gilt für Flüsse $10^{13} \leq \emptyset \leq 10^{16} \text{ hv/cm}^2 \text{ sec}$, entsprechend $10 \text{ sec} \geq t \geq 10^{-2} \text{ sec}$; der Detektor kann diesen Flüssen auch über lange Zeiten ausgesetzt werden /4/.

Bei $\emptyset < 10^{13} \text{ hv/cm}^2 \text{ sec}$ ist der Stabilisierungsprozeß zu langsam gegenüber der Geschwindigkeit der Regression, bei Lichtpulsen mit $t < 10^{-2} \text{ sec}$ steigt der erforderliche Lichtfluß überproportional an /5/.

Die Stabilisierung mit inaktinischem Licht beeinflusst weder vorhandene, bereits stabilisierte - latente Spuren, noch die Nachweiswahrscheinlichkeit für Spuren später eingestrahelter Teilchen.

c) Temperaturbedingungen

Die Lebensdauer nicht stabilisierter latenter Spuren ist stark temperaturabhängig und verringert sich bei Temperaturerhöhung um jeweils 5° C etwa um den Faktor 10 /5/.

Bei zu hoher oder zu niedriger Temperatur kommt auch bei Teilchen, deren Energieverlust dE/dx über der - für Zimmertemperatur gültigen - Nachweisschwelle liegt, keine entwickelbare latente Spur zustande. So können z.B. niederenergetische α -Teilchen, deren dE/dx um einen Faktor 50 über der Nachweisschwelle liegt, nur im Temperaturbereich $-60^{\circ} \text{ C} \leq T \leq +60^{\circ} \text{ C}$ registriert werden /6/. Auch die Entwicklung des Detektors ist temperaturabhängig und gelingt nur im Bereich $-40^{\circ} \text{ C} \leq T \leq +100^{\circ} \text{ C}$ (Abb.2)

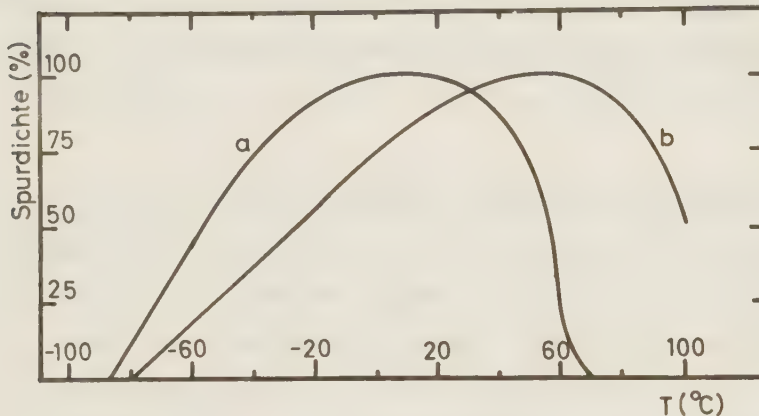


Abbildung 2:
Temperaturabhängigkeit
von Erzeugung (a) und
Entwicklung (b) eines
latenten Spurbildes

d) Entwicklung

Der Vorgang der Ausscheidung von Neutralsilber längs einer Teilchenbahn, der zur Bildung des latenten Bildes der Teilchenspurs führt, kann auf physikalische Weise bis zur mikroskopischen Sichtbarkeit der Spur verstärkt werden:

Durch den Photoprozeß freigesetzte Elektronen lagern sich an Elektronenfallen, den Silberagglomeraten der latenten Spur, an und machen diese durch ihre negative Überschußladung zu Fallen für positiv geladene Zwischengittersilberionen Ag'_0 , die nun ihrerseits hier eingefangen und neutralisiert werden. Durch fortgesetzte Wiederholung dieses Vorganges werden mikroskopisch sichtbare Silberausscheidungen - meist als Körner - entlang der latenten Spur erzeugt und bilden die sichtbare Teilchenbahn. Die Größe solcher photolytisch erzeugten Körner erreicht bis zu $0,3 \mu\text{m}$.

Zur Auslösung des Photoprozesses genügen Lichtquanten der Energie $h\nu = 3,0 \text{ eV}$. Diese Energie, die zum Anheben eines Elektrons vom Valenzband in das Leitungsband des AgCl -Kristalls be-

nötigt wird, entspricht einer Wellenlänge von $\lambda = 415 \text{ nm}$, nahe der kurzwelligen Grenze des sichtbaren Lichtes. Für kurzwelliges Licht einer Quantenenergie oberhalb der Elektronenablöseenergie steigt der Extinktionskoeffizient des AgCl stark an /1/, so daß dieses eine Entwicklung nur nahe der Kristalloberfläche bewirkt. Bleibt man dagegen nahe der Photoelektronenschwelle, so gelingt eine Entwicklung durch das gesamte Volumen auch von 2mm starken Kristallen.

Neben den Silberkörnern der Teichenspur treten stets statistisch verteilte "print-out"-Körner im gesamten Kristallvolumen als Untergrund auf, die durch die Entwicklung von natürlich vorhandenen Gitterfehlstellen zustande kommen. Da die Silberagglomerate der stabilisierten latenten Teilchenspur weit stärkere Defekte als die natürlich vorhandenen Fehlstellen darstellen, ist bei der Entwicklung die Silber-Ausscheidung entlang der Teilchenbahn gegenüber der Untergrundbildung stark bevorzugt, sofern die Entwicklung hinreichend langsam erfolgt und die Ionenbeweglichkeit hinreichend hoch ist, um die Zwischengitter-Silberionen zu den tiefen Fallen des latenten Spurbildes wandern zu lassen.

Die Detektoren wurden mit jeweils $4,5 \times 10^{18}$ Lichtquanten/cm² aus der 405/408 nm-Spektrallinie einer Quecksilberdampf-Lampe entwickelt. Die Entwicklungsdauer betrug 20 - 30 Minuten, der Fluß ca 3×10^{15} Quanten/cm².

Äußere Form der Detektoren:

Die verwendeten Detektoren hatten die Abmessungen:

25 mm x 15 mm x ca 200 µm auf Quarz-Trägerplatten von
25 mm x 15 mm x 1 mm.

Jeder Detektor hatte damit das Volumen $V = 0,075 \text{ cm}^3$ und - bei der Dichte $\rho = 5,56$ - die Masse $m = 0,42 \text{ g}$.

Die Dotierung betrug jeweils 5000 ppm CdCl₂.

AgCl ist im Bereich des sichtbaren Lichtes transparent und hat dort einen mittleren Brechungsindex von $n = 2,07$; die Detektoren können im Durchlicht mikroskopisch ausgewertet werden. Spur- und Untergrundkörner erscheinen dabei als lichtabsorbierende Punkte.

3) Physikalische Teilchen- und Spurparameter

a) Teilchenparameter

Ein ionisierendes Teilchen kann durch seine Ladung z , Masse M und Geschwindigkeit β charakterisiert werden. Beim Durchgang durch Materie verliert es seine Energie im wesentlichen durch Ionisation von Absorberatome, wobei eine Vielzahl (niederenergetischer) δ -Elektronen entsteht, die in die Umgebung der Teilchenbahn emittiert werden und auf ihrem Wege sekundäre Effekte erzeugen. Die Teilchenreichweite R und die Stärke der primären und sekundären Effekte in einem bestimmten Absorbermaterial, wie auch die Richtung und Energie - damit Reichweite - der δ -Elektronen hängen von den genannten Teilchenparametern ab. Dabei bestehen folgende grundsätzlichen Beziehungen:

$$\text{Reichweite} \quad R \sim \beta^2 \times M / z_{\text{eff}}^2$$

$$\text{totaler Energieverlust} \quad dE/dx \sim z_{\text{eff}}^2 / \beta^2 \sim M/R$$

$$\text{mit } z_{\text{eff}} = z \left[1 - \exp(-125 \beta / z^{-2/3}) \right]$$

Für diese Beziehungen sind bei höheren Teilchenenergien noch relativistische Korrekturen zu berücksichtigen, die für die folgenden Betrachtungen keine entscheidende Bedeutung haben.

Die maximale Energie der δ -Elektronen steigt mit der Teilchenenergie an. Die Zahl dieser δ -Elektronen ist für hochenergetische Teilchen ($\beta \rightarrow 1$):

$$n = \text{const} \times z^2.$$

Der totale Energieverlust läßt sich aufteilen in einen "Restricted Energy Loss", REL - verursacht vorwiegend durch energiearme δ -Elektronen, die innerhalb eines Grenzradius r_0 zur Ruhe kommen und wesentlich zum Entstehen der Spur beitragen - und einem aus höheren δ -Elektronenenergien zusammengesetzten Anteil. Die Energie jedes einzelnen dieser relativ wenigen δ -Elektronen ist so hoch, daß ihre Ionisation innerhalb von r_0 zur Spurbildung praktisch nicht beiträgt. Außerhalb von r_0 ist die Dichte dieser δ -Elektronen für einen solchen Beitrag zu gering.

Rechnungen, die von E.V.Benton /3/ für Energieverluste in AgCl durchgeführt wurden, zeigen, daß unabhängig von der Teilchenmasse und -energie der REL nahezu konstant etwa die Hälfte des totalen Energieverlustes ausmacht. Erst unterhalb einer Energie $E \approx 0,6 \text{ MeV/Nukleon}$ wird der höherenergetische Anteil des Elektrospektrums so gering, daß REL und dE/dx sich angleichen.

Neben dem Energieverlust erleidet ein Teilchen beim Durchgang durch Materie Vielfachstreuung (Rutherfordstreuung an den Absorberkernen). Die mittlere Ablenkung ist proportional zu $z/M\beta^2$.

b) Spurparameter

Der REL und die radiale Energiedichte-Verteilung, $dE(r)/dr$ bestimmen die Gesamtmenge dm/dx und die radiale Verteilung $dm(r)/dr$ der, im Ionisationszylinder gebildeten Spurkeime. Nach ihrer Entwicklung zur sichtbaren Teilchenspur kann aus deren Gesamtschwärzung (Spurvolumen bzw mittlere Spurbreite, s.B 4) und dem Schwärzungsprofil auf die Teilchenparameter geschlossen werden:

Bei bekannter Teilchenreichweite und bei Energien oberhalb $0,6 \text{ MeV/Nukleon}$ ist wegen der Proportionalität

$$\text{REL} \sim dE/dx \sim M/R$$

die mittlere Spurbreite ein direktes Maß für die Teilchenmasse.

Unterhalb dieser Energie besteht keine direkte Proportionalität zwischen REL und M/R , jedoch ist auch hier deren Zusammenhang eindeutig; die mittlere Spurbreite kann zur Teilchenidentifizierung mit benutzt werden.

Bei hochenergetischen Teilchen mit $\beta \approx 1$ ist wegen

$$\text{REL} \sim dE/dx \sim z^2/\beta^2 \approx z^2$$

die mittlere Spurbreite ein direktes Maß für z^2 und daher ebenfalls zur Teilchenidentifizierung verwendbar.

Bei unbekannter Teilchenreichweite und -geschwindigkeit genügt die Messung der mittleren Spurbreite allein nicht zur Teilchenidentifizierung, da diese nur ein Maß für z^2/β^2 und nicht für einen der Parameter allein ergibt. Hier kann in empfindlichen

Detektoren, die einzelne δ -Strahlen registrieren, deren Anzahl - die jedoch auch wieder mit z^2/β^2 verbunden ist - zur näheren Teilchenbestimmung ausgezählt werden. Entsprechendes gilt für die geometrische Spurbreite, die von der Reichweite der δ -Strahlung anhängt.

In einem Detektor mit hoher Ortsauflösung, bei dem sich die Spurmitte exakt bestimmen läßt, kann auch die Vielfachstreuung zur Teilchenidentifizierung herangezogen werden. Die mittlere Abweichung $\overline{\Delta y}$ der Teilchenspur von einer Geraden längs einer Meßzelle der Länge L ist $\overline{\Delta y} / \sqrt{L} \sim z/m\beta^2$./37/. Aus ihr und dem Energieverlust $REL \sim z^2/\beta^2$ lassen sich die Teilchenladung und -energie bestimmen.

In der vorliegenden Arbeit mußten für die Dosimetrie der Neutronen die Sekundärprodukte α -Teilchen und Protonen unterschieden werden. Diese Teilchen waren stets niederenergetisch; ihre Reichweite lag daher meist innerhalb des Detektors, so daß eine visuelle Abschätzung der jeweiligen Spurbreite bereits eine Unterscheidung gestattet. Da zusätzlich $z / A = 1$ für Protonen und $z / A = 1/2$ für α -Teilchen ist, sind diese Teilchen außerdem durch ihre verschieden starke Rutherford - Streuung unterscheidbar.

4) Spurenvermessung mit dem Mikrophotometer MPV

Zur Teilchenidentifizierung wurde der Parameter "mittlere Spurbreite" (MSB) benutzt, der mit einem Mikrophotometer (MPV, Hersteller Firma Leitz, Wetzlar) gemessen wurde:

Von dem, von einem Lichtmikroskop in der Okular-Feldebene erzeugten Bild wird ein frei wählbarer Ausschnitt ausgeblendet. Das durch die Meßblende in einem Photomultiplier fallende Licht erzeugt - bei einem festen Spektrum des Beleuchtungslichtes - einen der Lichtintensität proportionalen Strom.

Man bestimmt die Differenz der Transmission eines freien Feldes und eines solchen, das das auszumessende Objekt enthält.

Dem Objekt kann eine völlig schwarz gedachte Fläche F zugeordnet werden, die dieselbe Gesamt-Transmission des Meßfeldes bewirkt (Abb.3).

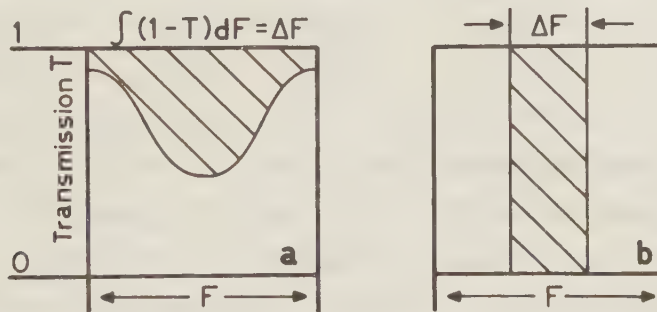


Abbildung 3: Zur Arbeitsweise des MPV:

- a) tatsächliche Lichtverteilung im Meßfeld
- b) der Lichtverteilung zugeordnetes Flächenverhältnis

Ergibt die Messung des freien Feldes der Fläche F einen Licht- bzw Stromwert I_o , die Messung des mit dem Objekt belegten Feldes den Wert I , so entspricht die vom Objekt effektiv abgedeckte Fläche

$$\Delta F = F \frac{I_o - I}{I_o}.$$

Wird als Objekt eine Teilchenspur im AgCl oder in Kernspuremul- sion gewählt, so ist die Teilchenspur im allgemeinen länger als die Länge des Meßfeldes. in diesem Fall kann an Stelle der Meß-

feldfläche F die Breite d des Meßfeldes eingesetzt werden; entsprechend ergibt sich ein Wert Δd , der der mittleren Spur-Breite, MSB, entspricht. Dieser Wert ist von der gewählten Meßfeld-Länge unabhängig; diese bewirkt nur die Mittelung der MSB über die entsprechende Spurlänge.

Die Linearität der Strommessung wurde nachgeprüft, indem bei jeweils festgehaltener Versorgungsspannung des Multipliers und festgehaltener Lichtintensität mit Hilfe variabler Meßblenden Ströme zwischen 0,1 und 1,5 μA eingestellt wurden:

Tabelle 1: Zur Linearitätsüberprüfung des MPV

Versorgungs- Spannung(kV)	Fenstergröße (Skalenteile) ² bei Strömen				
	I = 1,5 μA	1,0 μA	0,5 μA	0,25 μA	0,1 μA
0,4	510 (340)	340 (340)	170 (340)	85 (340)	34 (340)
0,8	5180 (3450)	3540 (3540)	1720 (3440)	850 (3400)	340 (3400)
1,0	9300 (6200)	6200 (6200)	3100 (6200)	1600 (6400)	650 (6500)

Die in Klammern angegebenen Werte bezeichnen das Verhältnis Fenstergröße/Stromstärke. Ihre Streuung von maximal $\pm 2,4\%$ ist im wesentlichen durch die Ablesegenauigkeit bei der Einstellung der Fenstergröße bedingt, so daß mit einer geringeren Abweichung von der Linearität in einem Meßbereich 15 : 1 gerechnet werden kann, während der Bereich bei den Messungen (abhängig vom MSB-Wert und der gewählten Blendenbreite) das Verhältnis 3 : 1 nicht überschreitet. Gemessen wurde bei Stromstärken um 1 μA und bei einer Versorgungsspannung abhängig von der gewählten Blendengröße und der Lichtintensität) um 0,7 kV.

Die Meßblende ist im Strahlengang hinter dem Objektiv und einem ca 3-fach vergrößernden Okular am Ort des reellen Bildes angebracht. Gemessen wurde in allen Fällen mit einem 53-fach vergrößernden Ölimmersions-Objektiv. Bei dieser Anordnung entspricht 1 μm in der Objektebene 0,154 mm in der Ebene der Meßblende. Da mit einer verstellbaren Rechteckblende Spaltbreiten dieser Größenordnung nur schwer hinreichend genau und reproduzierbar einzustellen sind, wurde für die Messungen ein Satz Blenden hergestellt, die in der Objektebene Größen von (1-5) μm x (2-20) μm entsprechen.

Dies wurde durch Photographieren von schwarzen Rechtecken aus entsprechendem Abstand erreicht. Die stark überentwickelten Negative, bei denen das Transmissionsverhältnis von ungeschwärzter zu geschwärzter Fläche größer als 1000 :1 war, wurden in mechanisch hergestellten Blenden eingesetzt und dienten als Meßblenden. Der Fremdlichtanteil konnte auf ca 2×10^{-4} begrenzt werden. Die Blendenflächen zeigten Abweichungen von 0,5% - 1,0% von den gewünschten Größen.

Spur-Vermessungen im AgCl erfolgten im allgemeinen mit Blenden der Breite 2 μm ; für breite Spuren sehr schwerer Teilchen der kosmischen Strahlung mußte, ebenso wie im Falle der allgemein breiteren Spuren in der Kernspuremulsion K5, die Blendenbreite 5 μm gewählt werden. Die Blendenlänge wurde der jeweiligen Steilheit der Spur in der Detektorschicht so angepaßt, daß das optische Bild der Spur, das durch die Unschärfe außerhalb der Fokussierungsebene an den Enden der Blenden verbreitert ist, stets überall innerhalb der Blenden lag.

Durch den Kristall durchgehende Spuren wurden in jeweils festen Tiefenschritten von 6 μm , nur innerhalb der ersten 30 μm von der Kristalloberfläche aus, vermessen. Damit wurden mögliche unterschiedliche Abhängigkeiten der Spurbreite von der Tiefe in der Detektorschicht weitgehend ausgeschlossen.

Es wurden 3 mögliche Fehlerquellen der Meßwerte in Betracht gezogen:

- (a) Schwankungen der MSB-Werte von Vergleichsspuren (6,1 MeV α -Teilchen) innerhalb verschiedener Detektoren lassen entsprechende Schwankungen bei den auszumessenden Spuren vermuten.
- (b) Abhängigkeit der MSB-Werte von der Tiefe in der Kristallschicht, z.B. Abfall des MSB-Wertes gegen das Kristallinnere hin.
- (c) Einfluß des Neigungs-Winkels der Spur zur Kristalloberfläche.

Durch entsprechende Korrekturen konnte in keinem der drei Fälle eine Verringerung der mittleren Abweichung von Erwartungswerten erzielt werden. Die aufgeführten Meßwerte sind daher unkorrigiert.

5) Optische Mikroabbildungen im AgCl(Cd)-Spurdetektor

Das Wiederaufsuchen nach Koordinaten des Mikroskop-Kreuztisches einzelner Ereignisse, die beim Auswerten der Detektoren aufgefunden wurden, ist wegen ihrer mikroskopischen Dimensionen meist zeitraubend. Es empfiehlt sich daher, kristalleigene Koordinaten oder auf die Ereignisse hinweisende Markierungspunkte auf den Detektor aufzubringen, die leicht auffindbar sind und die Auswertung nicht beeinträchtigen. Dies konnte auf optischem Wege erreicht werden:

Starke Intensitäten kurzwelligigen Lichtes ($\lambda \leq 410$ nm) schwärzen AgCl-Kristalle durch Ausbildung fein verteilten photolytischen Silbers mit maximalen Korngrößen von 0,2 - 0,3 μm (print-out). Umgekehrt können die Ag - Körner mit dem im Kristall verbliebenen Chlor zu AgCl rekombinieren. Dies kann durch Tempern geschehen oder durch Zufuhr der benötigten Aktivierungsenergie in Form von Lichtquanten. In beiden Fällen heilt das Kristallgitter so aus, daß die Schwärzung verschwindet und auch wieder neu hervorgerufen werden kann. Da die Aktivierungsenergie für diesen Vorgang ca 0,6 eV beträgt [7], ist das gesamte sichtbare Spektrum bis hin zum Ultraroten zur Auslösung der Rekombination geeignet; ein Optimum (maximale Absorption durch Ag - Kolloide) liegt um 580 nm. Wellenlängen unterhalb 420 nm sind dagegen zur Ausbleichung einer Schwärzung ungeeignet, da hier die print-out - Bildung (p.o.) einsetzt. Rekombination und p.o.-Bildung halten sich das Gleichgewicht in den Grenzen zwischen ca 412 und 418 nm. Unterhalb 410 nm überwiegt die p.o.-Bildung.

Beide Effekte, Schwärzung sowie deren Ausbleichen, lassen sich zum Aufzeichnen eines Bildes auf einem AgCl - Einkristall benutzen. Wegen der Feinkörnigkeit des p.o. Silbers erhält man eine relativ gute Bildauflösung und es ist möglich, ein Bild sehr stark zu verkleinern. Hierzu wurden drei verschiedene einfache Verfahren entwickelt, die die Reproduktion von Transparentbildern (Schwarz-Weiß Dias) mit bis zu 100-facher Verkleinerung bei einer erzielten Bildauflösung bis zu ca 1,5 μm gestattet.

Die Versuche wurden mit einem Mikroskop Leitz "Ortholux" durchgeführt, das mit einem zweiten Lampengehäuse, angebracht an der

Okularseite des Tubus - im folgenden als "oben" bezeichnet -, und bestückt mit einer 30 Watt Glühbirne, ausgestattet war. Das Spektrum des abbildenden Lichtes wurde durch Farbfilter ausgewählt. Es wurde ein Öl-Immersionsobjektiv 53-facher Vergrößerung benutzt.

Die Bildauflösung wurde durch Reproduktion eines Transparentbildes mit parallelen Linien in logarithmischen Abständen bestimmt.

a) Direkte Aufzeichnung

Ein Filmnegativ wird bei umgekehrtem Strahlengang im Mikroskop an den Ort der Bildfeldebene des Okulars gesetzt und mit der zweiten Beleuchtungseinrichtung mit kurzwelligem Licht von oben scharf auf die Oberfläche des unter dem Objekt befindlichen Kristalls abgebildet. Die Bildebene auf der Kristalloberfläche erhält man durch Scharfeinstellung derselben im normalen Strahlengang mit Okular und anschließende Korrektur um einige μm . Die im Negativ hellen und durchscheinenden Stellen werden im Kristall geschwärzt. Nach einer Belichtungszeit von 5 - 15 Sekunden entsteht ein Positivbild, das wegen der Lichtstreuung des erzeugenden Lichtes an bereits gebildetem p.o.-Silber eine Auflösung von nur ca 6 μm aufweist.

Dieses sehr einfache Verfahren - in der Photographie als Auskopier-Verfahren bekannt - kann naturgemäß keine optimale Auflösung aufweisen.

b) Bildaufzeichnung durch Ausbleichen

Der Kristall wird im Mikroskop - Gesichtsfeld durch eine ca 3 Sekunden dauernde Belichtung von oben mit kurzwelligem Licht homogen geschwärzt. Danach wird ein Positivbild mit langwelligem Licht auf die Oberfläche projiziert. Nach einer Belichtungsdauer von 30 - 120 Sekunden werden die im Original hellen Stellen auch im Kristall ausgebleicht. Es entsteht ein Positivbild mit einer Auflösung von 3 μm . Auch Grautonbilder lassen sich mit dieser Methode gut reproduzieren.

c) Kombinierte Methode

Die Dispersion der Optik bedingt eine unterschiedliche Fokussierungsebene für lang- bzw kurzwelliges Licht. Nimmt man das Nega-

tivbild einer Strichzeichnung oder eines geschriebenen Textes (es dürfen keine kompakten Flächen vorkommen), und bildet dies mit dem Gesamtspektrum einer Glühlampe so auf dem Kristall ab, daß nur derjenige Wellenlängenbereich, bei dem maximale Auslöschung stattfindet (um $\lambda \approx 580 \text{ nm}$), auf die gewünschte Bildebene scharf abgebildet wird, so verursacht der kurzwellige Anteil - dessen Brennebene bei der angegebenen Anordnung um ca $25 \mu\text{m}$ weiter in das Kristallinnere verschoben, und dort bereits so abgeschwächt ist, daß kein störendes Bild aufgezeichnet wird - eine unscharfe leichte Schwärzung um abzubildende Linien herum, während der langwellige Anteil die Linien gleichzeitig scharf ausbleicht. Man erhält so nach einer Belichtungsdauer von 4 - 15 Sekunden ein scharfes und deutliches Bild mit einer Auflösung von $1,5 \mu\text{m}$ bei geringer Gesamtschwärzung.

Der Extinktionsanstieg im AgCl für Licht unterhalb von $\lambda \approx 420 \text{ nm}$ bedingt, daß das ungefilterte Licht einer Glühbirne sichtbares print - out in der Kristallmatrix nur bis zu einer Tiefe von ca $40 \mu\text{m}$ von der Kristalloberfläche aus erzeugen kann. Während bei den ersten beiden Verfahren der Aufzeichnung die Bildebene stets die Kristalloberfläche ist - die Möglichkeit einer Bildebene im Kristallinneren wird durch Streuung und Extinktion an weiter oben liegendem print - out verhindert - erlaubt das letztere Verfahren wegen der geringen print - out Erzeugung sowie wegen der Tatsache, daß der abbildende langwellige Strahlenanteil stets durch ungeschwärzte Flächen führt, eine Bildaufzeichnung in einer frei wählbaren Ebene innerhalb der ersten ca $30 \mu\text{m}$ Kristalltiefe, ohne wesentliche Beeinträchtigung der Auflösung. Auch gelang eine übereinanderliegende Aufzeichnung zweier verschiedener Bilder an der selben Kristallstelle in verschiedenen Ebenen ohne störende Überlagerungen.

Durch Ausfiltern der Wellenlängen, $\lambda \leq 400 \text{ nm}$ kann der wählbare Tiefenbereich noch erweitert werden.

Anwendung:

Das aufbelichtete Bild kann mit einer Lupe oder im Mikroskop betrachtet werden. Die Bildgröße entspricht hier - bei gleichem Objektiv wie bei der Erzeugung - dem Original, vergrößert um die Okularvergrößerung.

- 1) Die erläuterten Verfahren gestatten eine Kennzeichnung der Detektoren, z.B. eine Numerierung, ohne mechanische Beschädigung oder Kontakt und Verunreinigung mit einer Tinte. Die, dem Detektor hierbei verloren gehende, Fläche ist minimal.
- 2) Koordinatenpunkte und die Orientierungsrichtung können vor dem Einsatz des Detektors festgelegt und festgehalten werden.
- 3) Hat der Detektor nur einzelne Ereignisse registriert, wie es z.B. bei Höhenstrahlexperimenten der Fall ist, so können die aufgefundenen Spuren während der Auswertung markiert werden und sind danach jederzeit sofort wiederzufinden. Insbesondere hierfür wurde die sehr einfache Methode der direkten Aufzeichnung von, auf die Spur deutenden, Pfeilen stets angewandt.

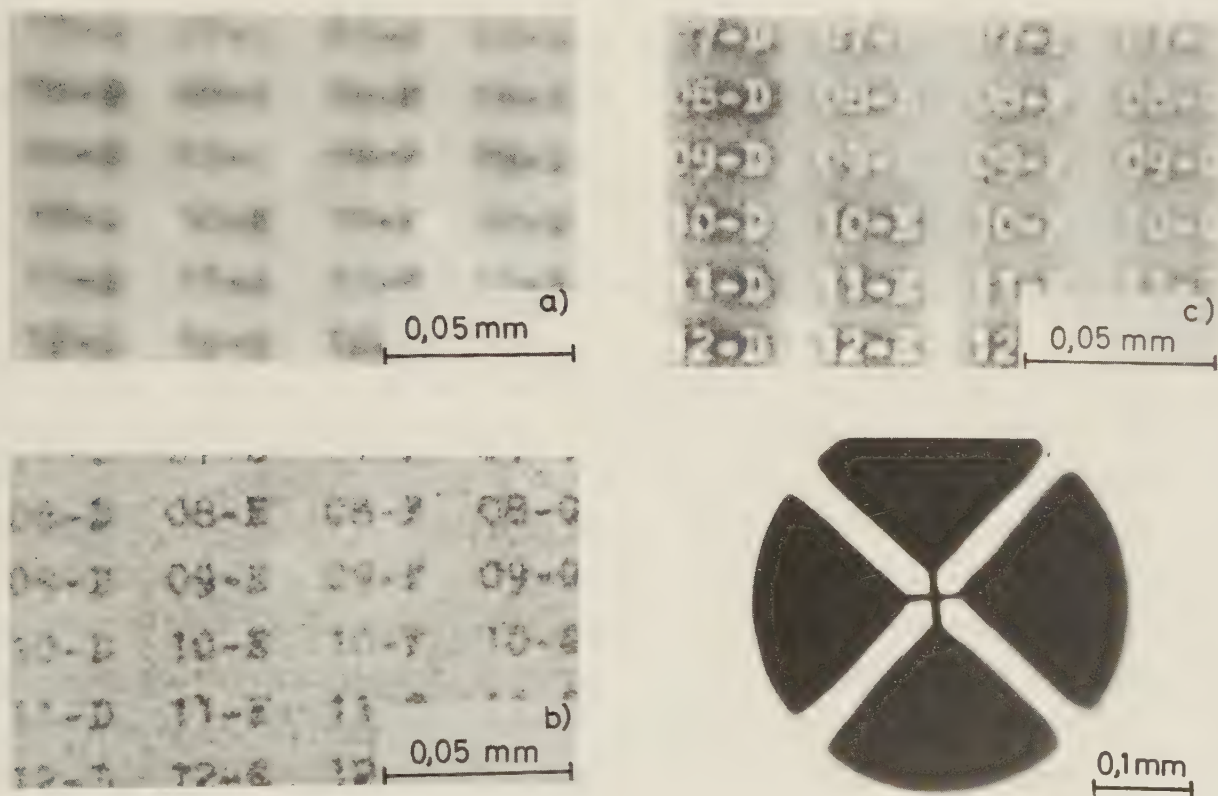


Abbildung 4: Reproduziertes Schriftbild nach Methode a,b,c;
Koordinatenmarkierung nach Methode a.

Daß die erzielten Auflösungen für Mikroabbildungen nicht optimal sind, liegt an der Detektorstruktur, die für eine optimale Teilchenregistrierung konzipiert ist. Für die Anwendung als abbildendes System dürften andere als die verwendete Dotierung geeig-

neter sein.

Für den Detektor, in dem leicht wiederzufindende Markierungen angebracht werden sollen, genügen jedoch Auflösungen von einigen 10 μm ; diese Forderung wird von den beschriebenen Methoden weit übertroffen.

C) Neutronendosimetrie

=====

1) Prinzip der Dosimetrie

Neutronen, die keine ionisierende Wirkung haben, können nur über Sekundär-Reaktionen mit geeigneten Targetkernen nachgewiesen werden.

Im niederenergetischen Bereich bis zu etwa 20 MeV treten vorwiegend Einteilchen-Reaktionen auf, die für den Neutronennachweis benutzt werden. Darunter fallen die elastischen (n,p) -Stöße in Wasserstoff-haltigen Targets und die (n,p) - und (n,α) -Kernreaktionen in Targets mit hinreichend hohen Wirkungsquerschnitten. Von letzterem wurde hier Gebrauch gemacht.

Bei Energien oberhalb 20 MeV sind Mehrteilchen-Reaktionen zu erwarten, z.B. die (n,np) - und die $(n,n\alpha)$ -Reaktionen.

Bei hochenergetischen Neutronen, etwa der kosmischen Strahlung, treten Kernverdampfungen und Spallationen auf. Diese sind dann in visuellen Detektoren als "Sterne" nachweisbar.

Die bisher bekannten visuellen Detektoren, die für den Nachweis dieser Teilchen geeignet sind, enthalten Wasserstoff-reiche organische Verbindungen. Wegen des hohen (n,p) -Wirkungsquerschnittes zahlreich auftretende elastische Proton $\rightarrow$ Stöße erschweren z.B. die Anwendung eines Konverters, dessen Reaktionsprodukte gemessen werden sollen. Auch innerhalb dieser Detektoren auftretende (n,α) -Reaktionen sind bei dem hohen Protonenuntergrund kaum separat nachweisbar. Die Auswertung wird sich daher hier im wesentlichen auf Messungen der, innerhalb der Detektoren entstandenen, Protonen beschränken /38/.

Der $\text{AgCl}(\text{Cd})$ -Detektor dagegen kann die Reaktionsprodukte eines Konverters ohne den hohen Störuntergrund der Protonen nachweisen. Bei bekanntem Reaktionsmechanismus und Wirkungsquerschnitt dieser Konverter kann über Messungen der Reaktionsprodukte die Neutronenenergie und die Dosis bestimmt werden.

Daneben können auch Neutronenreaktionen mit den Isotopen des Chlors und des Silbers, die mit relativ hohen (n,α) - und (n,p) -Wirkungsquerschnitten innerhalb des Detektorvolumens stattfinden, zur Dosimetrie benutzt werden. Der Detektor zeichnet die Spuren der Protonen und der α -Teilchen visuell gut unterscheidbar auf (s. Teil C 5), so daß jede Teilchensorte für sich zur Auswertung herangezogen werden kann. Da hier der Detektor selbst die Rolle des Targets übernimmt, liegt der Idealfall eines "dünnen" Targets vor.

Der AgCl-Detektor wurde für Messungen ohne Konverter im niederenergetischen Bereich bei $1,7 \text{ MeV} \leq E_n \leq 16,4 \text{ MeV}$ erprobt. Die Wirkungsquerschnitte für die (n,p) - und die (n,α) -Reaktionen wurden für $1 \text{ MeV} \leq E_n \leq 22 \text{ MeV}$ nach der Theorie von Hauser und Feshbach /14/ berechnet.

Da sowohl die Chlor- als auch die Silber-Isotope an den Reaktionen beteiligt sind, die beobachteten Teilchenspuren jedoch nicht nach ihrem Ursprung unterschieden werden können, werden die Reaktionen im folgenden als AgCl-Reaktionen bezeichnet. Der Wirkungsquerschnitt δ_{AgCl} setzt sich aus $\delta_{\text{Ag}} + \delta_{\text{Cl}}$ zusammen, wobei die einzelnen Wirkungsquerschnitte für Silber und Chlor über die Wirkungsquerschnitte ihrer Isotope, entsprechend deren Häufigkeit, gemittelt sind.

2) Neutronenreaktionen im AgCl

Die grundsätzliche Eignung des Detektors zum Nachweis von Neutronen wurde zunächst an Hand von vorliegenden Meßdaten und darauf begründeten Rechnungen geprüft.

Wirkungsquerschnitte der (n,p) und der (n,α)-Reaktionen sind vorwiegend bei Neutronenenergieen um 14 MeV gemessen, da diese über die T(d,n)-Reaktion leicht zugänglich sind. Die Literaturdaten streuen jedoch stark. Ebenso sind auch die experimentell ermittelten Schwellenergieen und die Q-Werte uneinheitlich.

P.Cuzzocrea et al /12/ haben die, von einer Vielzahl von Autoren gemessenen Wirkungsquerschnitte für (n,p)- und (n,α)-Reaktionen bei $E_n \sim 14$ MeV zusammengetragen. Die dort angegebenen Wirkungsquerschnitte und die, aus den von A.H.Wapstra und N.P.Grove /36/ angegebenen Massen, berechneten Q-Werte sind in Tabelle 2 wiedergegeben. Tabelle 3 faßt die einzelnen Wirkungsquerschnitte für das natürlich vorhandene Isotopengemisch zusammen.

Tabelle 2: Wirkungsquerschnitte für Neutronenreaktionen mit Ag- und Cl-Isotopen bei $E_n = 14$ MeV nach /12/ und /13/ Q-Werte nach Massenangaben von /36/

Isotop	Häufigkeit %	Reaktion	Produkt	Wirkungsquerschnitt (millibarn)	Q-Wert
Cl ³⁵	75,5	(n,p)	S ³⁵	125 ± 15	+ 0,61
Cl ³⁷	24,5	(n,p)	S ³⁷	28 ± 3	- 4,10
Ag ¹⁰⁷	51,4	(n,p)	Pd ¹⁰⁷	35 ± 5	+ 0,75
Ag ¹⁰⁹	48,6	(n,p)	Pd ¹⁰⁹	10 ± 3	- 0,33
Cl ³⁵	75,5	(n,α)	P ³²	121 ± 19	+ 0,94
Cl ³⁷	24,5	(n,α)	P ³⁴	71 ± 23	- 1,29
Ag ¹⁰⁷	51,4	(n,α)	Rh ¹⁰⁴	3 ± 1	+ 4,18
Ag ¹⁰⁹	48,6	(n,α)	Rh ¹⁰⁶	20 ± 12	+ 3,29

Bei der Mittelwertbildung der Wirkungsquerschnitte wurden die jeweiligen Werte der einzelnen Autoren entsprechend den angegebenen Fehlern gewichtet. Entsprechend wurden die hier angegebenen Fehler unter Berücksichtigung der, von den Autoren genannten, Fehler ermittelt.

Die Schwellenergieen für die drei endoenergetischen Reaktionen, die sich aus der Beziehung

$$E_{\text{Schw}} = \frac{M_x + M_n}{M_x} \times Q$$

ergeben, sind wegen der relativ hohen Massen von Cl^{37} und Ag^{109} von den entsprechenden Q-Werten nur wenig verschieden; sie liegen bei 4,21 MeV für $\text{Cl}^{37}(\text{n,p})$, bei 0,34 MeV für $\text{Ag}^{109}(\text{n,p})$ und bei 1,33 MeV für $\text{Cl}^{37}(\text{n},\alpha)$.

Tabelle 3: (n,p)- und (n,α)-Gesamt-Wirkungsquerschnitte (mbarn) im AgCl für $E_n = 14$ MeV

	(n,p)	(n,α)	(n,p) + (n,α)
Cl	101 ± 12	108 ± 20	209 ± 23
Ag	23 ± 4	11 ± 6	34 ± 7
AgCl	124 ± 13	119 ± 21	243 ± 25

Die Gesamt-Wirkungsquerschnitte für die (n,p)- und die (n,α)-Reaktion sind annähernd gleich, so daß beide Teilchensorten mit der selben Effektivität ausgewertet werden können. Während zur Gesamtreaktion das Nuklid Chlor mit 86% beiträgt, resultieren nur 14% aller Teilchen aus Reaktionen mit Silber.

Cadmium besitzt für 14 MeV - Neutronen einen (n,p)-Wirkungsquerschnitt von rund 10 mbarn, und einen (n,α)-Wirkungsquerschnitt von rund 1 mbarn, so daß die Dotierung von 0,5 Mol % Cd-Ionen zum Gesamt-Wirkungsquerschnitt nur 0,05 mbarn bzw 0,005 mbarn beiträgt und somit vernachlässigbar ist.

Unter der Voraussetzung, daß der beim n-Einfang entstandene Compoundkern beim α- bzw p-Zerfall direkt in den Grundzustand des Folgekerns übergeht, ergibt sich die α- bzw Protonenenergie als Summe der Neutronenenergie und des Q-Wertes. Da der Zerfall besonders bei höheren Neutronenenergieen jedoch über angeregte Zustände führt, wird der Q-Wert nur in den seltensten Fällen die Energie des nachzuweisenden Protons bzw α-Teilchens bestimmen. Neutronenenergie und Q-Wert ergeben die maximal zu erwartende Teilchenenergie.

3) Berechnung der (n,p)- und der (n,α)-Wirkungsquerschnitte im AgCl nach der Theorie von Hauser und Feshbach

Unter der Voraussetzung, daß die (n,p)-und (n,α) Reaktionen mit Cl- und Ag-Kernen über Compoundkerne verlaufen (Abb.5), lassen sich die zugehörigen Wirkungsquerschnitte nach einer von Hauser und Feshbach aufgestellten semiempirischen Methode berechnen /14/. Hierzu müssen, neben Spin und Parität des Anfangskerns im Grundzustand, die Lage, Spins und Paritäten sämtlicher, unter Beachtung der Energie-, Drehimpuls - und Paritätserhaltung möglicher Niveaus des Endkernes bekannt sein.

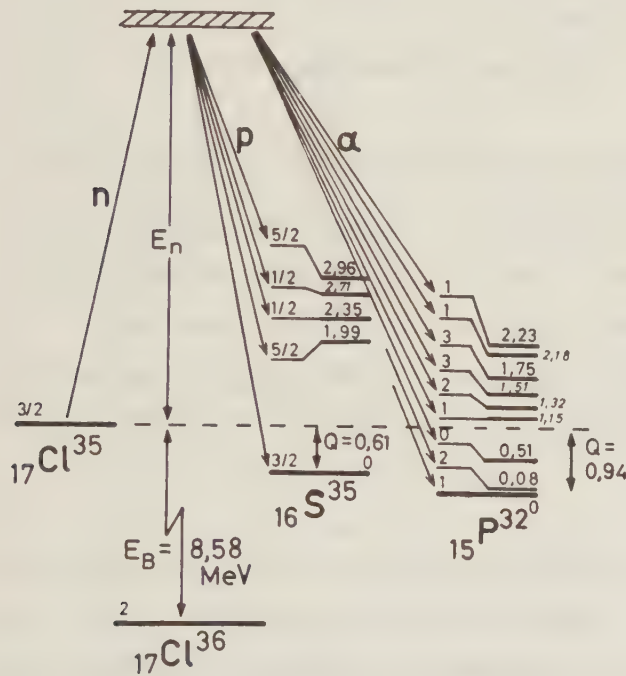


Abbildung 5:
Bildungs- und Zerfalls-
schema einer Compound-
kernreaktion am Beispiel
 $\text{Cl}^{35} + n$

Die Wirkungsquerschnitte werden über die Beziehung berechnet:

$$\langle \sigma_{fj} \rangle = A \cdot \pi \lambda_j \sum_{J, \pi} \frac{2J+1}{(2I+1)(2i+1)} \cdot \frac{T_j^{J\pi} T_f^{J\pi}}{\sum_k T_k^{J\pi}}$$

mit

$$T_\alpha^{J\pi} = \sum_{s_\alpha=1}^{J_\pi} T_1(\alpha)$$

wobei $\alpha = f, j, \text{ oder } k$

j = Eingangskanal

f = jeweils betrachteter Ausgangskanal

k = jeder offene Ausgangskanal

A = Anpassungskonstante

$2\pi\lambda_j$ = De-Broglie-Wellenlänge des einfallenden Teilchens

I = Target- bzw Endkernspin

i = Spin des ein- bzw auslaufenden Teilchens

J = Spin eines Compoundkernniveaus $\vec{J} = \vec{s} + \vec{I}$

π = Parität eines Compoundkernniveaus $\pi = (-)^{1_{\text{Target}} + \pi_{\text{Target}}}$

s = Kanalspin $\vec{s} = \vec{I} + \vec{i}$

l = Bahndrehimpuls

$T_l(\alpha)$ = Transmissionskoeffizient für Partialwellen mit dem Bahndrehimpuls l im Kanal α

Die Teilchenenergien verstehen sich im Schwerpunktsystem.

Der Term $\sum_k T_k^{J\pi}$ berücksichtigt die Durchlässigkeit der Kernoberfläche für die auslaufenden Teilchen. Die Summation geschieht über alle offenen Ausgangskanäle k . Da diese im einzelnen meist nicht näher bekannt sind, wird die Summe durch den semiempirischen Ausdruck $\exp \{-c_n J(J+1)\}$ mit dem Spinabscheideparameter $0,04 \leq c_n \leq 0,06$ ersetzt /15/. Für c_n wurde hier der Wert 0,04 eingesetzt.

Die Berechnung der Transmissionskoeffizienten wurde für Energien bis zu $E = 22$ MeV (Laborsystem) sowohl für die Neutronen als auch die auslaufenden α -Teilchen und Protonen mit einem ABACUS-Rechenprogramm durchgeführt, wobei die eingegebenen optischen Parameter jedoch nur in den Grenzen $4 \text{ MeV} \leq E_n \leq 20 \text{ MeV}$ verlässlich sind.

Tabelle 4: Optische Parameter für das Saxon-Wood-Potential
bei der Berechnung der Transmissionskoeffizienten
/16,17/

Kanal	U_0 (MeV)	W' (MeV)	U_{so} (MeV)	r_0 (f)	r' (f)	a (f)	a' (f)	r_c (f)
$Cl^{35}(n,)$ $Cl^{37}(n,)$ $Ag^{107}(n,)$ $Ag^{109}(n,)$	$49,3 - 5,75$ $0,33x E_n$		5,5	1,25	1,25	0,65	0,70	1,25
$(,p)S^{35}$ $(,p)S^{37}$ $(,p)Pd^{107}$ $(,p)Pd^{109}$	$53,8 - 7,5$ $0,33 x E_n$		5,5	1,25	1,25	0,65	0,70	1,25
$(, \alpha) P^{32}$ $(, \alpha) P^{34}$ $(, \alpha) Rh^{104}$ $(, \alpha) Rh^{106}$	183,7	26,6	0	1,4	1,4	0,564	0,564	1,3

U_0 = Potentialtiefe des reellen Potentials

W' = Potentialtiefe des imaginären Potential

U_{so} = Spin - Orbit Potential

r_0 = Kernradius (reell), $R = r_0 A^{1/3}$

r' = Kernradius (Imaginär)

a = Diffusitätsparameter (reell)

a' = Diffusitätsparameter (imaginär)

r_c = Coulombradius

Die anschließende Summation wurde mit einem MOLDAUER - Rechenprogramm durchgeführt; hierbei wurden folgende Reaktionskanäle berücksichtigt:

Tabelle 5: Berücksichtigte Niveaus der, bei der Berechnung des AgCl (n,α) und
-(n,p)-Wirkungsquerschnitts beteiligten, Isotope /18,19/

Isotop	Grundzust. Parität	1.	2.	3.	4.	5.	6.	7.	8.
		Angeregte Niveaus; Spin, Parität, Anregungsenergie (MeV)							
Cl ³⁵	3/2 +								
Cl ³⁷	3/2 +								
Ag ¹⁰⁷	1/2 -								
Ag ¹⁰⁹	1/2 -								
S ³⁵	3/2 +	5/2 - 1,992	1/2 - 2,348	1/2 + 2,714	5/2 + 2,955				
S ³⁷	7/2 -	5/2 - 0,65	3/2 - 1,39	1/2 - 2,19					
Pd ¹⁰⁷	5/2 +	1/2 + 0,115	11/2 - 0,21	7/2 + 0,307	3/2 + 0,39				
Pd ¹⁰⁹	5/2 +	1/2 + 0,11	11/2 - 0,188	3/2 + 0,30	5/2 + 0,50				
P ³²	1 +	2 + 0,0781	0 + 0,5131	1 + 1,1494	2 + 1,3236	3 + 1,510	3 + 1,755	1 + 2,177	1 + 2,230
P ³⁴	1 +	2 + 0,0781	0 + 0,5131	1 + 1,1494	2 + 1,3236				
Rh ¹⁰⁴	1 +	2 - 0,051	2 + 0,097	5 + 0,129					
Rh ¹⁰⁶	1 +	2 - 0,051	2 + 0,097	5 + 0,129					

Die Wirkungsquerschnitte für die einzelnen Ausgangskanäle der beteiligten Isotope wurden aufsummiert und bei $E_n = 14$ MeV mit dem Korrekturfaktor A an die Werte aus Tabelle 2 angepaßt (Abb.6). Nach Multiplikation mit der Isotopenhäufigkeit und nochmaliger Summation ergeben sich die AgCl (n,p)- und AgCl (n, α)-Gesamt-Wirkungsquerschnitte aus Tabelle 6 (Abb.9)

Tabelle 6: Berechnete AgCl (n,p)- und (n, α)-Wirkungsquerschnitte nach Anpassung an die experimentellen Werte bei $E_n=14$ MeV.

E_n (MeV)	σ : AgCl(n,p) (mbarn)	σ : AgCl(n, α) (mbarn)
1	0,024	0
2	3,18	0,002
4	18,3	1,59
6	44,6	13,5
8	70,6	45,8
10	91,7	76,4
12	109	101
14	124	119
16	138	133
18	150	146
20	163	153
22	177	162

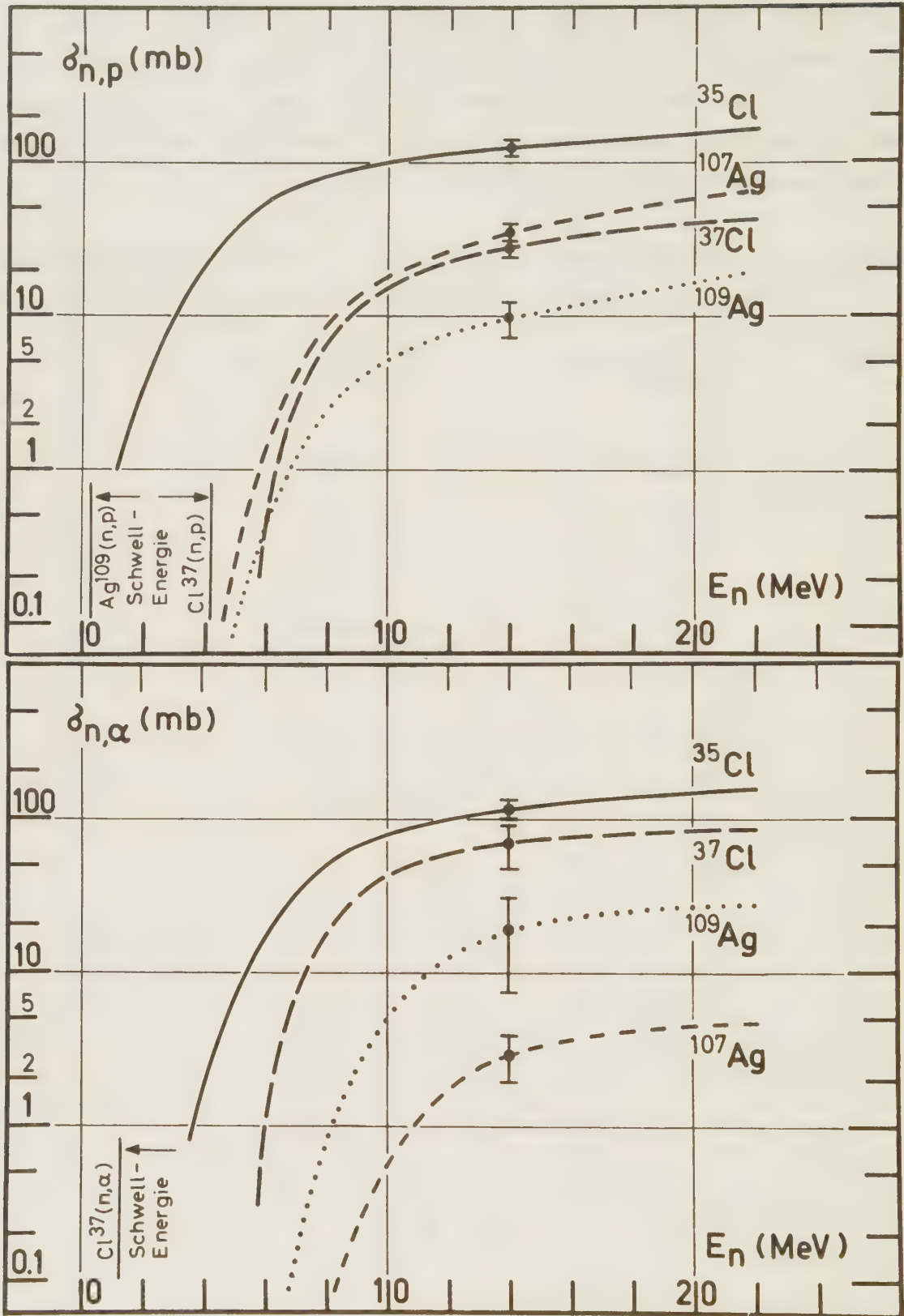


Abbildung 6 a und b:

Berechnete (n,p)- und (n,α)-Wirkungsquerschnitte der, im AgCl auftretenden, Isotope Cl^{35} , Cl^{37} , Ag^{107} und Ag^{109} über der Neutronenenergie

4) Experimentdurchführung

Neutronenerzeugung

Für die experimentelle Eichung der AgCl-Detektoren wurden jeweils monoenergetische Neutronen der Energie 1,7 - 5,7 - 13,0 und 16,4 MeV verwendet. Zu Ihrer Erzeugung wurden Protonen bzw Deuteronen aus einem Van-De-Graaf Beschleuniger auf Tritium bzw Deuterium Targets geschossen. Die dabei stattfindenden Kernreaktionen $T(p,n)$, $T(d,n)$ und $D(d,n)$ liefern die gewünschten Neutronen gemäß Tabelle 7 aus einer hinreichend punktförmigen Quelle, für die der, die Fläche durchsetzende, Fluß proportional zu $1/r^2$ ist. Der Fluß läßt sich damit durch den Abstand zur Quelle, sowie durch die Quellstärke, bestimmen; die gewünschte Dosis wird dann durch die Bestrahlungsdauer eingestellt.

Der Winkel θ zwischen Primärstrahl und Austrittsrichtung des Neutrons beeinflußt in gewissen Grenzen die Neutronenenergie, entsprechend der Umrechnung vom Labor- in das Schwerpunktsystem. Dadurch konnten bei der $T(d,n)$ -Reaktion unter $\theta = 0^\circ$ Neutronen der Energie $E_n = 16,4$ MeV, und unter $\theta = 135^\circ$ solche mit $E_n = 13,0$ MeV zur Messung benutzt werden.

Die Neutronendosis wurde kontrolliert mittels

1) Longcounter (nach Hausen und Mac Kibbon):

Die Neutronen werden in einem Paraffinblock moderiert und mit einem BF_3 -Zähler nachgewiesen. Seine Ansprechwahrscheinlichkeit ist bis zu $E_n = 6$ MeV energieunabhängig, nicht mehr im Bereich der 13,0 und 16,4-MeV-Neutronen. Der Zähler war in einem Abstand von ca 4 Meter von der Quelle angebracht.

2) Aluminiumsonde: Neutronen mit Energien oberhalb 10 MeV führen in Aluminium zu den Reaktionen $_{13}Al^{27}(n,p)_{12}Mg^{27}$ und $_{13}Al^{27}(n,\alpha)_{11}Na^{24}$. Die Produktkerne gehen unter γ - und β^- -Zerfall in die stabilen Nuklide $_{13}Al^{27}$ und $_{12}Mg^{24}$ über, wobei Mg^{27} eine Halbwertszeit von 9,46 Minuten und Na^{24} eine Halbwertszeit von 15,05 Stunden besitzt. Nach dem Abklingen des Mg^{27} -Zerfalls können die Intensitäten der beim Na^{24} -Zerfall auftretenden γ -Linien bei 1,369 MeV und 2,754 MeV vermessen werden.

- 3) Indiumsonde: In^{115} (Isotopenhäufigkeit 95,7%) geht über die (n,n')-Reaktion in einen metastabilen Zustand über, der zu 50% mit einer Halbwertszeit von 4,5 Stunden durch γ -Übergänge von 0,335 MeV in den Grundzustand zurückgeht.
- 4) Nickelsonde: Das über $\text{Ni}^{58}(\text{n,p}) \text{Co}^{58}$ (Isotopenhäufigkeit von Ni^{58} : 67,8%) gebildete Co^{58} geht zu 99% durch Vernichtungsstrahlung wieder in Ni^{58} über. Dabei entsteht eine γ -Linie bei $E_{\gamma} = 0,810 \text{ MeV}$.

Tabelle 7: Neutronenerzeugung und -nachweis

Reaktion	+) E_n	Reakt.- Winkel θ	E_n (MeV)	Long- counter	Al-	Ni-	In-Sonde
T(d,n)	1,0	0°	16,4	(ja)	ja	./.	./.
T(d,n)	1,0	135°	13,0	(ja)	ja	./.	./.
D(d,n)	2,5	0°	5,7	ja	./.	ja	ja
T(p,n)	2,5	0°	1,7	ja	./.	ja	ja

+) Energie des auslösenden Teilchens

Während die Meßfehler innerhalb der einzelnen Sonden um oder unter 5% lagen, ließ die Eichung der Sonden, die auf ungenügend genauen Literaturangaben basiert, eine absolute Bestimmung der Neutronendosen nur auf ca $\pm 20\%$ zu. Dieser systematische Fehler der Vergleichs-Meßgeräte bleibt im folgenden unberücksichtigt.

Anordnung der AgCl-Detektoren:

Bei jedem der Experimente wurden jeweils drei Sätze von AgCl-Detektoren in den Abständen $d = 14,0 \text{ cm}$, $25,0 \text{ cm}$ und $44,4 \text{ cm}$ ($1/d^2 \sim 10:\sqrt{10}:1$) von der Neutronenquelle aufgestellt, wobei jeder Satz in der Anordnung nach Abb. 7 und 8 angebracht war:

Auf eine Schiene wird ein Reiter mit einer Plexiglasplatte aufgesetzt. Auf dieser Platte sind die Detektoren von ihrer Quarzseite her befestigt, ihre Kristallseite wird mit einer Ag-Platte von ca 0,5 mm Stärke abgedeckt. An die Silberplatte schließt sich die jeweilige Sonde an. Von ihrer Rückseite her, durch das Plexiglas und das Quarz hindurch, werden die Detektoren mit Spur-stabilisierendem Gelblicht bestrahlt. Die Glühbirnen benötigen eine Leistungsaufnahme von 0,025 Watt, bezogen auf den Ort des Detektors

und 1 cm^2 der Detektorfläche; ihrem Spektrum ist der Blaulichtanteil durch ein Lackfilter entzogen. Diese Anordnung ist gegen Lichteinfall von außen durch eine Haube geschützt. Die Neutronen treten durch die Sonde und die Ag-Platte in das AgCl, um den Detektor auf seiner, mit Quarz bedeckten, Seite zu verlassen. Auf diese Weise können elastisch gestreute Kerne aus der Quarzplatte die Detektorschicht nicht erreichen: Die Ag-Platte hält alle in der Umgebung entstehenden geladenen Teilchen ab. In der Ag-Platte treten keine zusätzlichen verschiedenen Kernreaktionen auf. Auch verhält sich das Silber dem AgCl gegenüber chemisch neutral.

Aus Kernprozessen herrührende Teilchen, die im AgCl registriert werden, jedoch nicht hier entstanden sind, kommen nun noch aus der Silberplatte und dem Quarzglas. Die im Ag entstehenden Teilchen sind wegen des vergleichsweise geringen $\text{Ag}(n,p)$ - und $\text{Ag}(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnittes (Tab. 3) und wegen des starken Bremsvermögens des Silbers selbst nicht sehr zahlreich. Die im Quarzglas entstehenden Teilchen reichen größtenteils nicht über die untere Oberflächenzone des Detektors hinaus. Bei dennoch in das Detektorvolumen eindringenden Teilchen kann die Flugrichtung meist erkannt (siehe Teil B 4), damit der Herkunftsort festgestellt und die Spur gegebenenfalls ignoriert werden.

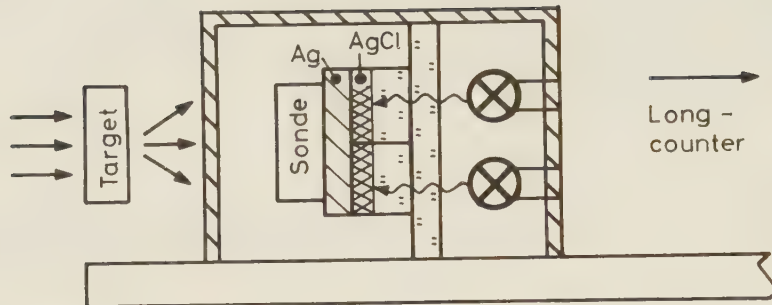


Abbildung 7: Aufbau zum $\text{AgCl}(n,p)$ und $-(n,\alpha)$ Experiment (schematisch)

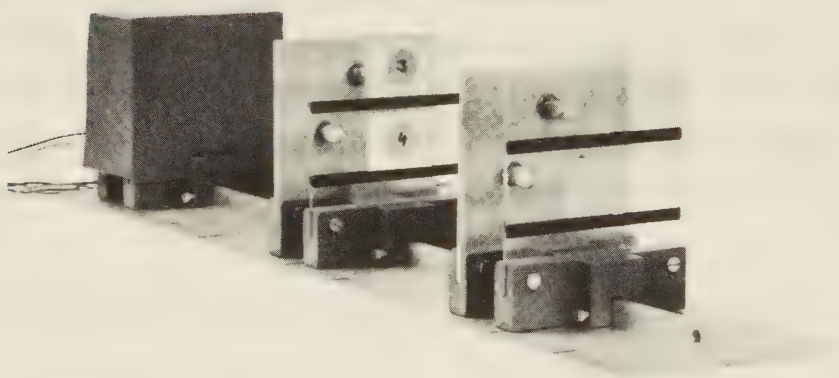


Abbildung 8: Aufbau zum $\text{AgCl}(n,p)$ und $-(n,\alpha)$ Experiment

- a) komplett aufgebauter und abgekapselter Detektorensatz
- b) Lichthaube abgenommen
- c) Lichthaube, Sonde und Ag-Abdeckplatte abgenommen.

5) Ergebnisse und Diskussion:

Die auftretenden Proton- und α -Spuren sind wegen ihres unterschiedlichen spezifischen Energieverlustes über ihre Spurbreite und Opazität, sowie wegen der stärkeren Rutherford-Streuung ($\sim Z/A$) im Falle der Protonen in fast allen Fällen eindeutig, auch visuell zuverlässig, unterscheidbar (vergl. Ab. 15 und 16). Lediglich bei einigen energiearmen Teilchen mit Reichweiten unter ca 10 μm wird diese Unterscheidung unsicher.

In einigen Fällen wurde die Richtung der Spuren vermessen. Für die hierzu erforderliche Bestimmung von Spuranfang und -Ende gibt es die Hinweise:

- a) Wegen der Zunahme des Energieverlustes gegen das Reichweitenende ist hier die Spurbreite sowie die Opazität der Spur erhöht; dies gilt insbesondere für Protonen, die schon bei einigen MeV Energie eine Spur geringer Opazität, nahe ihrem Reichweitenende jedoch eine nahezu kompakte Spur erzeugen.
- b) Die Rutherford-Streuung nimmt proportional mit $1/E^2$ zu, daher weist die Teilchenbahn an ihrem Ende meist deutlich sichtbare Krümmungen auf.
- c) Die Reichweite des Rückstoßkernes liegt meist unter dem Durchmesser eines Spurkornes; eine Bahnspur ist nicht erkennbar. Dagegen erzeugt der Rückstoßkern oft ein einzelnes besonders ausgeprägtes Spurkorn am Spuranfang des emittierten Teilchens.

Diese Hinweise lassen die Spurrichtung in fast allen Fällen von Spuren einer Länge über 25 μm bestimmen; unterhalb von ca 15 μm sind diese Merkmale meist nicht mehr erkennbar.

5a) Wirkungsquerschnitte

Für jede untersuchte Neutronenenergie wurden zur Auswertung jeweils zwei Detektoren ausgewählt und unabhängig voneinander ausgewertet, die mit Neutronendosen im Verhältnis 1 : $\sqrt{10}$ bestrahlt worden waren. In je 100 Mikroskop-Gesichtsfeldern angepaßter Größe wurde die Anzahl der α -Teilchen und die der Protonen gezählt, die innerhalb des betrachteten Kristallvolumens entstanden waren. Der Meßfehler wurde durch Aufteilen der 100 Gesichts-

felder in je 10 Meßreihen ermittelt. Die Schichtdicke des Detektors wurde ebenfalls vermessen.

Tabelle 8 gibt einen Überblick über die gefundenen Zählraten und Wirkungsquerschnitte. Die Fehler aus der Messung der Neutronendosis sind hier nicht berücksichtigt, die anschließenden Betrachtungen gelten unter dieser Einschränkung.

Die Ergebnisse für die Wirkungsquerschnitte $\sigma(E)$ bei jeweils gleicher Eischußenergie, jedoch durch die Abstandsvariation unterschiedlicher Neutronendosis unterscheiden sich innerhalb ihrer Fehlergrenzen; dies rechtfertigt die bei der Dosisbestimmung getroffene Annahme einer $1/r^2$ -Verteilung des Neutronenflusses.

Die Abbildung 9 gibt die gemessenen (n,p)- bzw (n, α)-Wirkungsquerschnitte wieder, verglichen mit der in Abschnitt B 2 berechneten Kurve:

1) Die experimentell gefundenen (n,p)-Wirkungsquerschnitte zeigen mit ihr ^{em} Maximum bei der Neutronenenergie von 13 MeV einen, von der theoretischen Kurve etwas verschiedenen Verlauf; auch weichen die Meßwerte bis zu 36% von den vorausgesagten Werten ab (157 statt 115 mbarn bei $E_n = 13$ MeV). Die bei $E_n = 1,7$ MeV prozentual noch höhere Abweichung ist auf den steilen Abfall des Wirkungsquerschnittes bei niederen Energien zurückzuführen, auch ist man hier an der Grenze des Gültigkeitsbereiches der, für die Rechnung benutzten optischen Parameter, so daß ein quantitativer Vergleich in diesem Bereich nicht mehr sinnvoll ist. Insgesamt ist eine unter den gegebenen Voraussetzungen hinreichende Übereinstimmung gegeben. Es ist hier, wie auch im Falle der α -Teilchen, zu berücksichtigen, daß die berechnete Kurve unter Anpassung an experimentelle Werte, die selbst noch eine Unsicherheit von 17% bzw 11% aufweisen, zustande gekommen ist. Zudem ist eine notwendige Voraussetzung für die Anwendung der Hauser-Feshbach Theorie der Mechanismus der Compoundreaktion, was zumindest in höheren Energiebereichen nur teilweise erfüllt ist.

Aufgrund der, im Mittel weit höheren, Protonenreichweite, kann der (n,p)-Wirkungsquerschnitt in höherem Maße als der (n, α)-Wirkungsquerschnitt von, außerhalb des Detektorvolumens entstandenen, Teil-

Tabelle 8: Zählraten und Wirkungsquerschnitte der $\text{AgCl}(n,p)$ - und $\text{AgCl}(n,\alpha)$ - Reaktionen

E_n (MeV)	n/cm^2	gesamnte Fläche(μ^2)	Kristall- dicke (μ)	N_p	p/cm^3	$\sigma(n,p)$ (mbarn)	N_α	α/cm^3	$\sigma(n,\alpha)$ (mbarn)
16,4	$2,1 \times 10^9$	412 200	$161 \pm 2\%$	485	$6,9 \times 10^6 \pm 2\%$	$140 \pm 3\%$	394	$5,9 \times 10^6 \pm 4\%$	$121 \pm 5\%$
16,4	$6,7 \times 10^8$	732 800	$163 \pm 4\%$	249	$2,1 \times 10^6 \pm 3\%$	$134 \pm 5\%$	222	$1,9 \times 10^6 \pm 4\%$	$119 \pm 6\%$
13,0	$2,6 \times 10^9$	206 100	$185 \pm 1\%$	352	$9,2 \times 10^6 \pm 3\%$	$152 \pm 3\%$	219	$5,7 \times 10^6 \pm 3\%$	$95 \pm 5\%$
13,0	$8,2 \times 10^8$	732 800	$135 \pm 3\%$	308	$3,1 \times 10^6 \pm 3\%$	$162 \pm 4\%$	199	$2,0 \times 10^6 \pm 5\%$	$105 \pm 6\%$
5,7	$1,7 \times 10^8$	14 045 000	$154 \pm 2\%$	259	$12,0 \times 10^4 \pm 5\%$	$30 \pm 5\%$	111	$5,1 \times 10^4 \pm 4\%$	$12,9 \pm 4\%$
5,7	$5,4 \times 10^7$	19 663 000	$150 \pm 2\%$	131	$4,4 \times 10^4 \pm 8\%$	$35 \pm 8\%$	46	$1,6 \times 10^4 \pm 9\%$	$12,3 \pm 9\%$
1,7	$7,2 \times 10^{10}$	412 200	$103 \pm 3\%$	413	$9,7 \times 10^6 \pm 4\%$	$5,8 \pm 5\%$	$(\leq 10 \leq 0,24 \times 10^6)$		
1,7	$2,3 \times 10^{10}$	732 800	$210 \pm 2\%$	514	$3,3 \times 10^6 \pm 3\%$	$6,2 \pm 3\%$	$(\leq 10 \leq 0,07 \times 10^6)$		

N_p = ausgezählte Anzahl Protonen, N_α = ausgezählte Anzahl α -Teilchen

chen verfälscht sein. Ein merkbarer systematischer Fehler kann hier - wiederum wegen der Teilchenreichweite - nur bei den höheren Energien auftreten.

2) Für die (n, α)-Wirkungsquerschnitte wurde eine weit bessere Übereinstimmung erzielt. Hier weichen die gefundenen Werte um maximal 10,5% von den vorausgesagten ab (120 statt 134 mbarn bei $E_n = 16,4$ MeV), auch der Kurvenverlauf gleicht sich dem berechneten gut an. Bei $E_n = 1,7$ MeV genügt das Verhältnis von α -Teilchen zu Protonen nicht mehr für eine hinreichend genaue Zählung der α -Teilchen; ihr Anteil an den nachgewiesenen Reaktionsprodukten beträgt nicht mehr als ca 2%, ihr Wirkungsquerschnitt liegt damit im Bereich von 0,1 mbarn. Hierbei können jedoch Untergrundeffekte nicht ausgeschlossen werden.

Abbildung 10 gibt das Verhältnis von nachgewiesenen Protonen zu α -Teilchen wieder. Auch hier zeigt sich in wesentlichen Punkten Übereinstimmung mit der Voraussage: das Verhältnis ist im gesamten Energiebereich größer als 1 und steigt unterhalb von ca 1 MeV stark an. Die gerechnete Kurve beinhaltet hier wieder die Anpassung an die experimentellen Wirkungsquerschnitte bei 14 MeV mit $124 \text{ mbarn} \pm 11\%$ und $119 \text{ mbarn} \pm 17\%$, was ein Zählratenverhältnis von $1,04 \pm 0,21$ ergibt und demnach nicht notwendig größer 1 sein muß.

Erhöhung der Ansprechwahrscheinlichkeit:

Eine höhere Ansprechwahrscheinlichkeit für den (indirekten) Nachweis von Neutronen kann über die Registrierung von Protonen aus einem Wasserstoff-haltigen Konverter erreicht werden:

Parallel zu den beschriebenen Messungen wurde bei jeder untersuchten Neutronenenergie zusätzlich je ein Detektor exponiert, bei dem die Neutronen direkt vor dem Eintritt in den Kristall anstelle der Silberabdeckung eine 2 mm starke Plexiglasscheibe durchdringen mußten. Die dabei entstehenden Rückstoßprotonen wurden im Detektor aufgezeichnet und ausgezählt. Tabelle 9 gibt einen Zählratenvergleich dieser Rückstoßprotonen zu den, innerhalb einer Kristallschicht von 100 μm Stärke entstandenen Protonen.

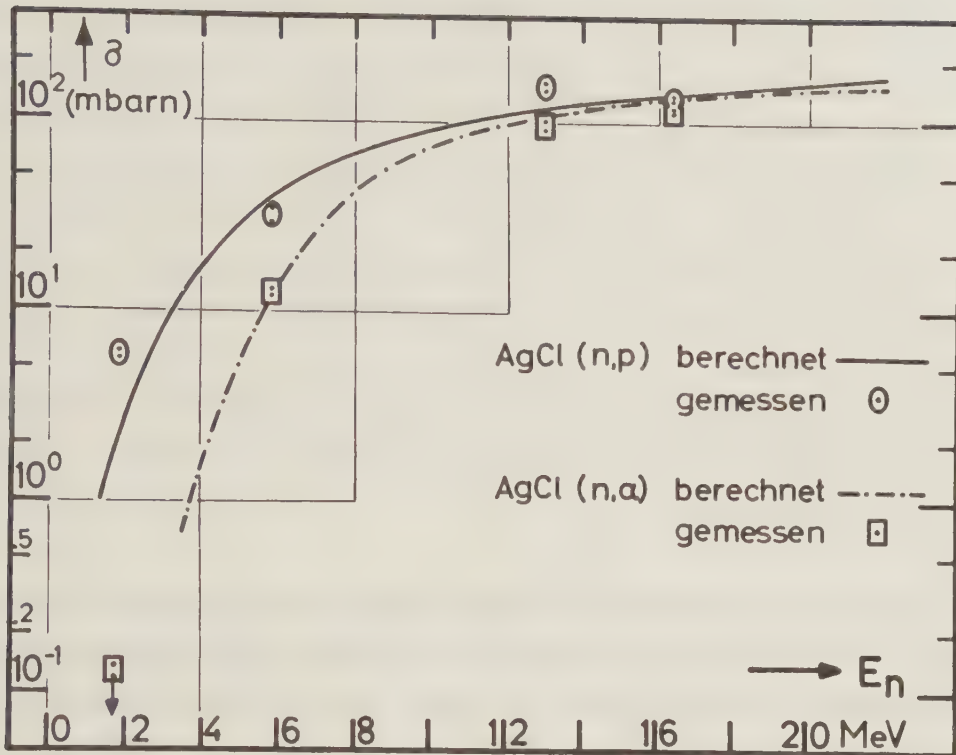


Abbildung 9:

Experimentell gefundene AgCl(n,p)- und AgCl(n,α)-Wirkungsquerschnitte; berechnete Kurven über der Neutronenenergie.

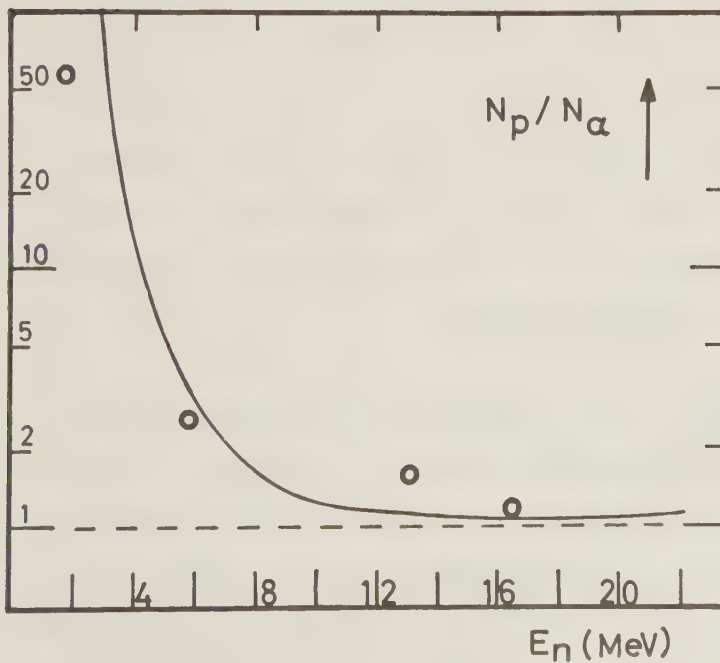


Abbildung 10:

Proton / α -Teilchen Verhältnis über der Neutronenenergie; gefundene Werte und berechnete Kurve

Tabelle 9: Verhältnis von Rückstoßprotonen (N_R) aus einer Plexiglasscheibe von 2 mm Stärke zur Anzahl der im Kristallinneren innerhalb von 100 μ m Schichtstärke entstandenen Protonen (N_P)

E_n (MeV)	N_R/cm^2	N_P/cm^2	N_R/N_P
16,4	$1,5 \times 10^6$	$6,9 \times 10^4$	22
13,0	$1,7 \times 10^6$	$9,2 \times 10^4$	19
5,7	$8,7 \times 10^3$	$4,4 \times 10^2$	20
1,7	$5,2 \times 10^5$	$3,3 \times 10^4$	16

Das Verhältnis N_R/N_P hat bei der willkürlich gewählten Bezugsgröße von 100 μ m Kristalldicke einen relativ konstanten, damit energieunabhängigen Wert um 20.

Die im AgCl meßbaren Längen der Rückstoßprotonen entsprechen den übertragenen Energien unter Berücksichtigung der teilweisen Abbremsung im Plexiglas. Während bei den höheren Neutronenenergien die gesamte Kristallschicht von Rückstoßprotonen durchdrungen wird, reichen die bei $E_n = 1,7$ MeV erzeugten Protonen meist nicht über eine oberflächennahe Schicht von ca 6 μ m hinaus. (Die Reichweite von 1,7 MeV-Protonen im AgCl beträgt 24 μ m)

5b) Energiespektren:

Eine statistische Auswahl von Proton- bzw α -Spuren wurde bei jeder der untersuchten Neutronenenergien nach projizierter Länge und Tiefe vermessen - ausgenommen die seltenen α -Spuren bei $E_n = 1,7$ MeV. Damit konnte die Gesamtlänge der Spur - somit die Teilchenenergie - , sowie der dip-Winkel bestimmt werden. Die ermittelten Energiespektren sind in den Abbildungen 11 und 12 differentiell sowie integral wiedergegeben:

In den Fällen $E_n \geq 5,7$ MeV zeigt für beide Teilchensorten der differentielle Verlauf in seinem ansteigenden Teil keine bezüglich der Neutronenenergie spezifischen Unterschiede. Die Maxima liegen für die α -Spektren bei einer α -Energie von 6-7 MeV, für die Protonen bei der Energie von 2,5-3 MeV. Nur bei $E_n = 1,7$ MeV ist das Maximum des Protonenspektrums gegen niederere Energien leicht verschoben und liegt bei $E_{p,\max} \sim 2$ MeV; ein α -Spektrum

ist hier nicht meßbar. Die gegen höhere Teilchenenergien abfallende Flanke der Spektren weist dagegen charakteristische Unterschiede auf: in beiden Fällen fällt dieser Kurventeil bei niederen Neutronenenergien steil ab, bei höheren zunehmend flacher. Damit verbunden ist ein Ansteigen der maximal auftretenden Teilchenenergie; sie liegt im Falle der α -Teilchen um jeweils ca 4 MeV höher als die entsprechende Neutronenenergie (Q-Wert + 0,9 MeV für Cl^{35} , + 3,3 MeV für Ag^{109} und + 4,2 MeV für Ag^{107}). Ein von K. Breuer gemessenes Energiespektrum /20/ aus (n, α)-Reaktionen in Silber alleine bei $E_n = 14$ MeV weist eine vergleichbare Kurvenform auf, nur liegt hier das Maximum um ca 2 MeV höher, bei $E = 8-9$ MeV, was dem höheren Q-Wert des Ag im normalen Isotopengemisch bei höheren Wirkungsquerschnitten des Chlors zuzuschreiben ist.

Die maximal aufgefundenen Protonenenergien sind nur im Falle niederer Neutronenenergien höher als diese, nämlich $E_p = 3,2$ und 5,9 MeV bei $E_n = 1,7$ und 5,7 MeV (Q-Wert für $\text{Cl}^{35}(\text{n,p})$: + 0,6 MeV).

Protonen von 10 MeV besitzen im AgCl eine Reichweite von ca 400 μm . Bei den hier vorliegenden Kristalldicken von ca 160 μm muß für ein derartiges, in der Kristallmitte entstandenes Teilchen der dip-Winkel (Neigungswinkel gegen die Kristalloberfläche) in den Grenzen $-7,2^\circ \leq \theta \leq +7,2^\circ$ liegen, damit der Detektor den vollen Weg des Teilchens aufzeichnen kann. Damit wird der für kurze Teilchen zur Verfügung stehende Raumwinkel von $\Omega = 4\pi$ auf $\Delta\Omega \leq 0,5 \pi$ begrenzt. Unter der Voraussetzung einer isotropen Verteilung würde die Zählrate für diese Teilchen auf 1/8, für höherenergetische Teilchen entsprechend weiter reduziert. Dies gibt den Grund dafür, daß bei den vorliegenden Messungen - bei Auswahl der Spuren nach statistischen Gesichtspunkten der Gleichverteilung und ohne Berücksichtigung der, nicht in ihrer vollen Reichweite aufgezeichneten, Teilchen - die gefundenen Protonenenergien die Werte $E_p = 8,5$ MeV bei $E_n = 13$ MeV und $E_p = 9,7$ MeV bei $E_n = 16,4$ MeV nicht übersteigen.

Die in den einzelnen Spektren erkennbaren Strukturen sind statistisch nicht gesichert.



Abbildung 11:
Energiespektren der Protonen aus
 $\text{AgCl}(n,p)$ -Reaktionen;
differentielle und integrale Verteilung



Abbildung 12:
Energiespektren der α -Teilchen aus
 $\text{AgCl}(n,\alpha)$ -Reaktionen;
differentielle und integrale Verteilung

5c) Winkelverteilungen:

Wenn die Voraussetzung der Compoundreaktion erfüllt ist, muß die Winkelverteilung des α - bzw p-Zerfalls im Schwerpunktsystem symmetrisch zu 90° sein.

Die hier im Laborsystem gemessenen Verhältnisse sind wegen der unterschiedlichen Massen der Cl- und Ag-Kerne nicht einheitlich in das S-System umrechenbar. Die Unterschiede sind jedoch wegen der hohen Massenverhältnisse von Target- zu Geschosßkern für die vorliegenden Messungen vernachlässigbar.

K.Breuer /20/ hat bei Messungen mit einem dicken Target für die Ag(n, α)-Reaktion ein Vorwärts-Rückwärts-Verhältnis von ca 3 : 1 bei $E_n = 14$ MeV erhalten. A.Rubbino und D.Zubke /21/ finden bei ähnlichen Messungen mit einem dünnen Target ein Verhältnis von ca 10 : 1. Beide Messungen sprechen für einen wesentlichen Anteil von Direktreaktionen beim Ag(n, α)-Prozeß bei dieser Einschußenergie.

Bei $E_n = 16,4$ MeV wurden die Winkelverteilungen an je 100 Proton- und α -Spuren vermessen. Da wegen der notwendigen Unterscheidung von Spuranfang bzw -Ende weder niederenergetische Teilchen noch solche mit einem Emissionswinkel θ nahe 0° und nahe 180° - im Detektor sehr steile Spuren sind mikroskopisch schwer auswertbar - erfaßt werden können, ist die Aussage auf die verbleibenden Teilchen beschränkt. Hinzu kommt ein schwer abschätzbarer Einfluß durch die unvermeidliche subjektive Auswahl der zu vermessenden Spuren. Die Abbildung 14 gibt die, unter diesen Einschränkungen gefundene Verteilung wieder: das Vorwärts-Rückwärts-Verhältnis beträgt für α -Teilchen 1,4 : 1 und für Protonen 1,6 : 1. Der Überschuß in Vorwärts-Richtung beträgt mit 16% für die α -Teilchen und 24% für Protonen weit weniger als die von Breuer bzw Rubbino für Silber allein gefundenen Werte.

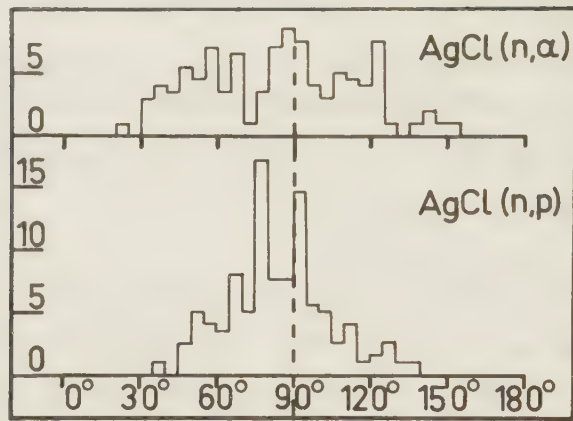


Abbildung 13: Winkelverteilung für die a) $\text{AgCl}(n,\alpha)$ - und b) $\text{AgCl}(n,p)$ -Reaktion; $E_n = 16,4 \text{ MeV}$

Weiterhin wurden die zur Aufstellung der Energiespektren ausgemessenen x- und z- Koordinaten der Spuren zur Berechnung ihrer Neigungswinkel θ herangezogen. Da hier Spuranfang und -Ende nicht immer unterschieden werden konnten, wurde die Messung symmetrisch

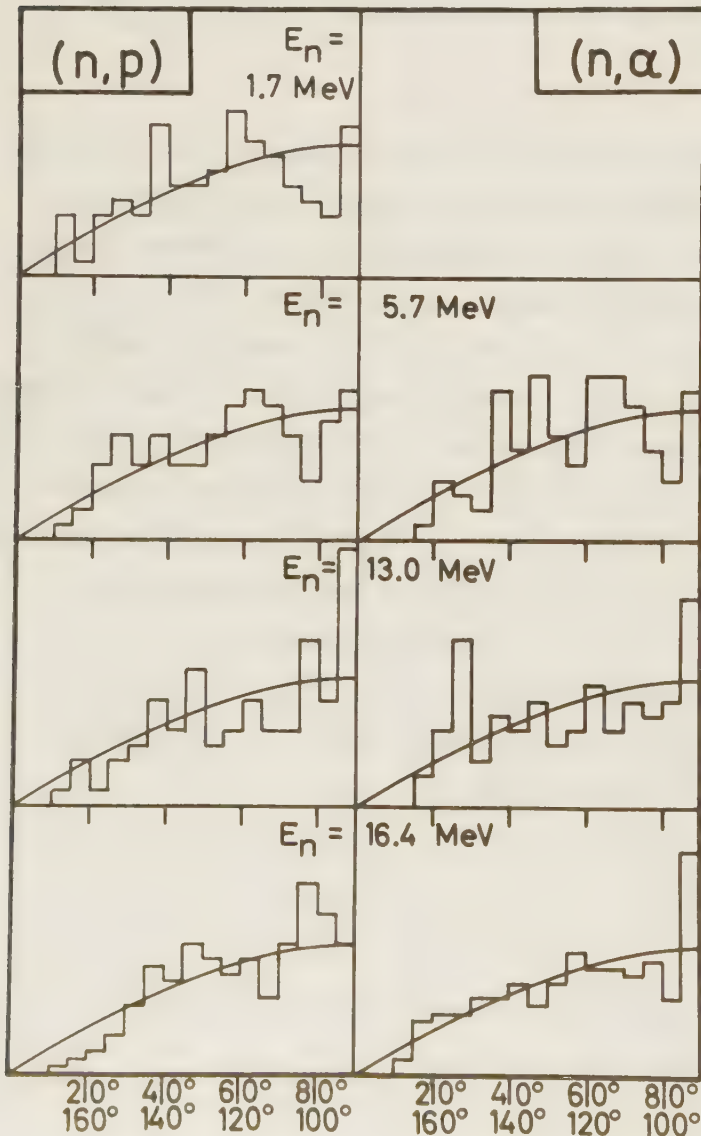


Abbildung 14:
Winkelverteilung (symmetrisch zu $\theta = 90^\circ$) für die $\text{AgCl}(n,p)$ - und die $\text{AgCl}(n,\alpha)$ -Reaktion bei $E_n = 1,7 \text{ MeV}$, $5,7 \text{ MeV}$, $13,0 \text{ MeV}$ und $16,4 \text{ MeV}$

zu 90° ausgeführt. Dies gestattete eine objektive Zufallsauswahl, und die Einschränkung der obigen Messung bezüglich Teilchenenergie und dip-Winkel entfällt.

Ein starker Anteil der Direktreaktionen würde Emissionswinkel in einem Bereich um $\theta = 0^\circ$ bevorzugen, und die Spektren würden hier stark von der eingezeichneten Sinusverteilung abweichen, die im Falle isotroper Verteilung (Compoundreaktionen mit Bahndrehimpuls $l = 0$) zu erwarten wäre. Die Spektren der Abbildung 14 lassen ein solches Verhalten nicht erkennen.

Da sowohl A. Rubbino als auch K. Breuer für die $\text{Ag}(n, \alpha)$ -Reaktion doch einen großen Beitrag von Direktreaktionen nachgewiesen haben, müssen im Gegensatz hierzu die Reaktionen am Chlor, die aufgrund ihres höheren Wirkungsquerschnittes weit überwiegen, im wesentlichen über Compoundreaktionen verlaufen.

Die Abbildung 15 zeigt Spuren eines Protons und eines α -Teilchens. In Abbildung 16 ist ein stoppendes Proton und ein α -Teilchen mit seiner vollen Reichweite aus dem selben Kristallbereich festgehalten. Die zur Unterscheidung dienende unterschiedliche Spurbreite und die Bahnkrümmung des Protons sind gut erkennbar.

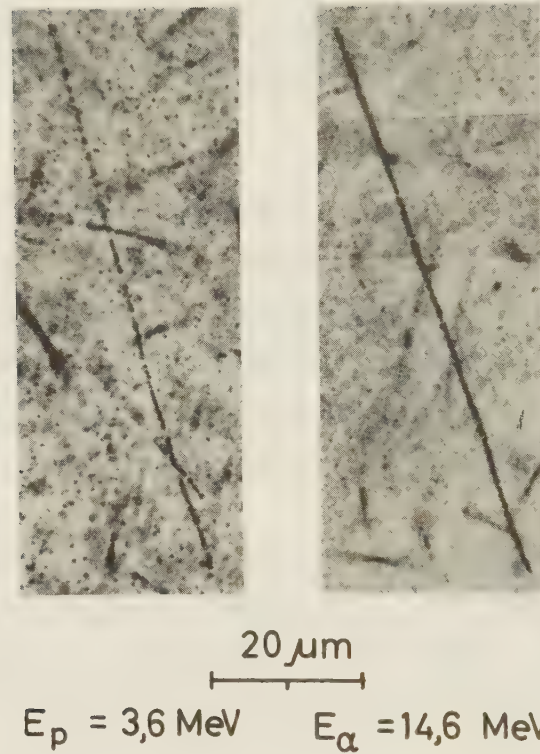


Abbildung 15: a) Proton und b) α -Teilchen aus der $\text{AgCl}(n,p)$ - und der $\text{AgCl}(n,\alpha)$ -Reaktion.

$E_n = 16,4 \text{ MeV}$, $E_p = 3,6 \text{ MeV}$, $E_\alpha = 14,6 \text{ MeV}$

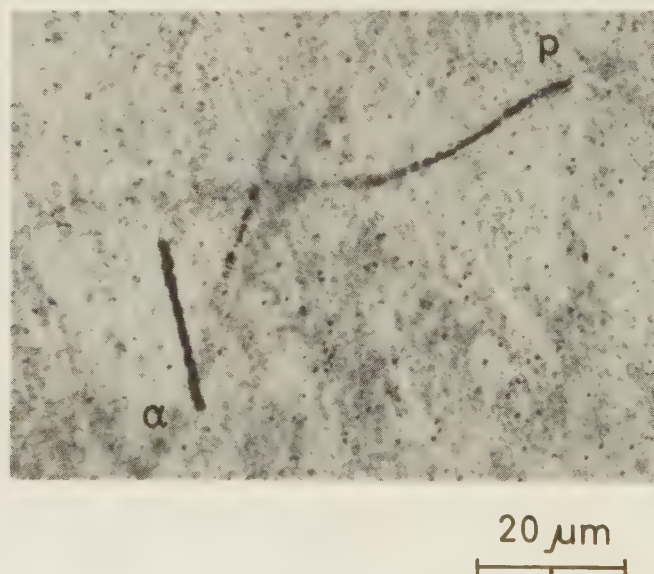


Abbildung 16: Stoppendes Ende eines Protons und Gesamtspur eines α -Teilchens der Energie $E_\alpha = 6,6 \text{ MeV}$ im selben Kristallbereich; $E_n = 16,4 \text{ MeV}$

6) Anwendungsbereich

a) Meßgrößen:

Sowohl bei monoenergetischen Neutronen bekannter Energie im Bereich $2 \text{ MeV} \leq E_n \leq 16 \text{ MeV}$, als auch bei einem bekannten Neutronenspektrum im selben Energiebereich, kann der AgCl-Detektor aufgrund der gemessenen Wirkungsquerschnitte durch Zählung der Protonen oder, bzw zusätzlich, der α -Teilchen zur quantitativen Bestimmung der Neutronendosis benutzt werden.

Im Falle monochromatischer Neutronen unbekannter Energie läßt sich die Energie aus der Form des Spektrums der Sekundärteilchen, insbesondere aus den maximal auftretenden Teilchenenergien, abschätzen. Auch das Zählratenverhältnis von Protonen zu α -Teilchen kann zur Energiebestimmung herangezogen werden.

Für die Analyse eines unbekannten Neutronenspektrums reicht die Genauigkeit der vorliegenden Eichung zur Entfaltung des Sekundärteilchen-Spektrums nicht aus. Ein solches Spektrum kann mit dem Detektor in Verbindung mit Konvertern geeigneter Anregungsfunktion analysiert werden.

b) Dosisbereich:

Die minimale und die maximale Neutronendosis, die vom AgCl-Detektor nachgewiesen werden kann, wird durch die Flächendichte der aufgezeichneten Sekundärteilchen bestimmt; diese kann zwischen ca $10 \text{ Spuren} / \text{cm}^2$ und $10^6 \text{ Spuren} / \text{cm}^2$ liegen:

Da im Dunkeln entstehende latente Teilchenspuren zeitlich instabil sind, tritt keine Akkumulation von Untergrundstrahlung bei der Lagerung auf. Teilchenspuren werden nur dann bleibend aufgezeichnet, wenn der Detektor gleichzeitig beleuchtet wird.

Die untere Grenze für die Spuranzahl wird daher im wesentlichen durch die mikroskopische Auswertung gegeben; diese Grenze liegt bei etwa $10 \text{ Spuren pro cm}^2$.

Auch die obere Grenze der Spuranzahl ist durch die mikroskopische Auswertbarkeit begrenzt. Dazu kommt ein weiterer Effekt: Da bei der Entwicklung der Spuren dem stöchiometrischen Ionengemisch im Gitter Silber durch Ausfällung entlang der Teilchenspuren entzogen wird, entsteht ein Chlor-Überschuß, der bei großer Teilchendichte die vollständige Entwicklung der einzelnen Spur behindert. Für eine hinreichende Spurentwicklung ist ein mittlerer Mindest-Spurabstand von ca $10\text{ }\mu\text{m}$ erforderlich, was einer Flächendichte von 10^6 Spuren/cm^2 entspricht.

Der Bereich zwischen minimaler und maximaler Teilchendichte umfaßt somit 5 Größenordnungen.

Bei einem Energiebereich der Neutronen von $10\text{ MeV} \leq E_n \leq 20\text{ MeV}$ beträgt die mittlere Spurlänge der Sekundärteilchen - über α -Teilchen und Protonen gemittelt - ca $50\text{ }\mu\text{m}$; der Wirkungsquerschnitt für die Erzeugung jeder der beiden Teilchensorten liegt bei ca 100 mbarn . Die zulässige Anzahl von $10^6\text{ Teilchen/cm}^2$ (jeder Teilchensorte) in einer, der mittleren Spurlänge entsprechenden Detektorschicht von $50\text{ }\mu\text{m}$ Stärke wird daher von der Dosis $2,1 \times 10^{10}\text{ Neutronen/cm}^2$ erzeugt.

Bei einer Neutronenenergie von ca 5 MeV beträgt die mittlere Spurlänge hiergegen etwa die Hälfte des obigen Wertes und der Wirkungsquerschnitt noch ca 20 mbarn , so daß die Belastbarkeit mit Neutronen hier um den Faktor 10 ansteigt.

Die in der Personendosimetrie übliche Einheit rem entspricht im Energiebereich einiger MeV $\sim 2,4 \times 10^7\text{ Neutronen/cm}^2$. Damit liegen die vom AgCl-Detektor meßbaren Neutronendosen in den Größenordnungen

$2 \times 10^5\text{ bis }2 \times 10^{10}\text{ Neutronen/cm}^2$, entsprechend $10^{-2}\text{ bis }10^3\text{ rem}$
für $10\text{ MeV} \leq E_n \leq 20\text{ MeV}$
 $2 \times 10^6\text{ bis }2 \times 10^{11}\text{ Neutronen/cm}^2$, entsprechend $10^{-1}\text{ bis }10^4\text{ rem}$
bei $E_n \sim 5\text{ MeV}$

Personendosimetrie bewegt sich im allgemeinen in den Grenzen von ca $10^{-2}\text{ bis }10^{+1}\text{ rem}$ (höchstzulässige jährliche Dosis für allgemeine Bevölkerung: $0,15\text{ rem}$, für beruflich besonders exponierte Personen: 5 rem .; Werte nach der 1. Strahlenschutzverordnung vom

24.6.1960), und liegt damit in dem vom AgCl-Detektor erfaßten Bereich.

Der AgCl-Detektor ist sowohl für den Nachweis hoher Neutronendosen, als auch als tragbares Personendosimeter verwendbar. Die Triggerbarkeit mit Licht gestattet eine Akkumulation der Neutronendosen über gewünschte Zeitintervalle.

Die technische Ausführung eines solchen Dosimeters ist sehr einfach (Abb. 17): Der Detektor liegt in einer lichtundurchlässigen Plastikdose. An seiner Kristallseite ist er in eine Silberplatte eingelassen, während er von der Quarzseite her mit einer gelb eingefärbten Sofittenlampe mit einer Leistung von 0,1 - 0,2 Watt beleuchtet werden kann. Um Richtungsunempfindlichkeit zu gewährleisten, und um Randeffekte an den Detektoroberflächen zu verringern, kann die Auswertung auf einen inneren Bereich der Kristallschicht beschränkt werden.

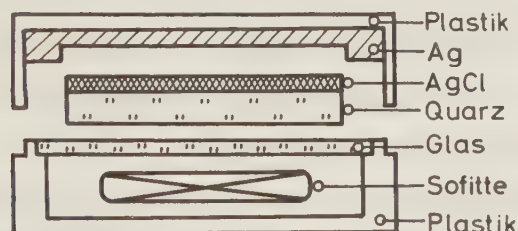


Abbildung 17: Schematischer Aufbau eines AgCl-Taschendosimeters

Weiterhin kann durch Abdecken der Kristalloberfläche mit einer Wasserstoff-haltigen Folie eine Steigerung der Ansprechwahrscheinlichkeit für Neutronen über die (n,p)-Reaktion um 1 bis 2 Größenordnungen erreicht werden. Die maximale Neutronenenergie kann über Reichweitemessungen der Rückstoßprotonen aus der Kinematik des elastischen Stoßes exakt bestimmt werden. Bei bekannter fester Einfallsrichtung oder bei isotropem Einfall ist auch ein Neutronenspektrum entfaltbar.

7) Der Einfluß von γ -Strahlung auf die Detektoreigenschaften

Der Einfluß von γ -Strahlung, die Neutronenstrahlung im allgemeinen begleitet, auf die Nachweiswahrscheinlichkeit des Detektors für α -Strahlung wurde in einem gesonderten Experiment untersucht: AgCl-Detektoren mit

- (a) entwickelten Teilchenspuren von 6,1 MeV α -Teilchen
- (b) latenten Teilchenspuren von 6,1 MeV α -Teilchen
- (c) noch unbehandelter Detektorfläche

wurden mit γ -Dosen bis zu 40 kRöntgen aus einer Co^{60} -Quelle ($E_\gamma = 1,173 \text{ MeV}$ und $1,332 \text{ MeV}$) bestrahlt. Die bis dahin unbehandelten Detektorflächen (c) wurden dann mit α -Teilchen beschossen und zusammen mit den Teilen (b) entwickelt.

(d) weitere Detektoren wurden simultan zur γ -Bestrahlung mit α -Teilchen beschossen.

Ergebnisse:

- (a) Bereits entwickelte Teilchenspuren bleiben von γ -Strahlung völlig unbeeinflusst.
- (b) Oberhalb einer Dosis von ca 80 R tritt eine Schädigung ein, derart, daß die Entwicklung Teilchenspuren mit verminderter mittlerer Spur-Breite hervorbringt. Oberhalb von ca 10 kR gelingt keine Spurentwicklung mehr.
- (c) Auch nachträglich eingestrahelte Teilchen ergeben eine abgeschwächte Spur. Der Effekt tritt hier bereits bei 50 R ein und verläuft dann parallel zum Fall (b) der zuvor bereits vorhandenen latenten Spuren.
- (d) Die Versuche mit simultanem Teilchenbeschuß entsprechen Zwischenstufen zu dem α -Beschuß vor bzw nach γ -Bestrahlung und ergaben keine von den Fällen (b) und (c) unterscheidbaren Ergebnisse.

Die Abbildungen 18 und 19 veranschaulichen dieses Verhalten. .

Ein Einfluß von spurstabilisierendem Begleitlicht auf die genannten Ergebnisse konnte nicht nachgewiesen werden.

Oberhalb ca 1 kRöntgen zeigt sich eine leichte Schwärzung unentwickelter Kristallflächen. Auch verhindern zunehmende γ -Dosen die Ausbildung einzelner sichtbarer p.o.-Körner bei der Entwicklung des Detektors. Beides weist auf die Bildung von fein verteilten Ag-Agglomeraten durch die γ -Bestrahlung hin, die keine mikroskopisch erfaßbare Größe erreichen.

Der Einfluß einer γ -Bestrahlung des Detektors klingt im Laufe der Zeit teilweise wieder ab: Bei einigen der Detektoren wurde ein Teil der Detektorfläche erst 3 bzw 60 Tage nach der γ -Bestrahlung entwickelt und untersucht. Für γ -Dosen bis zu 500 R zeigte sich dabei ein teilweises, unterhalb von 200 R ein vollständiges Ausheilen der Schädigung, so daß sowohl neu eingeschossene α -Teilchen, als auch bereits vor der γ -Bestrahlung erzeugte, stabilisierte latente Spuren von α -Teilchen wieder Spuren bis zu normaler Qualität erbrachten. Die nach 3 Tagen eingetretene Erholung war auch nach 60 Tagen Lagerung nicht mehr merklich verbessert.

Die Möglichkeit der Ausheilung von γ -Strahlungsschäden im Fall (b) zeigt, daß die γ -Strahlung offenbar nicht die latente Teilchenspur selbst beeinflusst; vielmehr läßt sich diese aufgrund des, in der gesamten Gittermatrix durch die γ -Strahlung feindispers ausgeschiedenen Silbers nicht mehr entwickeln. Dies erklärt auch das Ausbleiben des sonst auftretenden, aus einzelnen Körnern bestehenden, sichtbaren p.o.-Untergrundes nach starker γ -Bestrahlung.

Da die Spuren der α -Teilchen, die erst nach der γ -Bestrahlung in den Detektor eingeschossen wurden, gegenüber den bereits vorher vorhandenen latenten Spuren nach ihrer Entwicklung eine geringere mittlere Spurbreite aufweisen (Fall(c)), muß offenbar die γ -Strahlung die Ausbildung neuer latenter Spuren erschweren. Auch dies läßt sich mit den von der γ -Strahlung erzeugten Silberkeimen erklären: Die Silberkeime verhindern eine Stabilisierung der latenten Spuren; sie stellen selbst Fallen für die, zur Spurstabilisierung notwendigen, Elektronen dar und treten somit in Konkurrenz zu dem latenten Spurbild.

Der Ausheilungsprozeß läßt sich durch die Rekombination des feindispers ausgeschiedenen Silbers mit, im Kristallgitter verbliebenem, Chlor zu AgCl erklären /7/. Ein Teil der Silberagglomerate Ag_n

rekombiniert offensichtlich innerhalb von Stunden (Versuchsdauer 2-3 Stunden) bis zu höchstens 3 Tagen und fügt sich wieder in das Kristallgitter ein; bis dahin nicht rekombinierte Agglomerate sind stabil.

Der Beginn nachweisbarer Strahlungsschäden durch γ -Strahlung bei der verwendeten γ -Energie von ca 1,3 MeV liegt bei einer γ -Dosis von ca 10^2 R $\hat{=} 1,7 \times 10^{11}$ $h\nu/cm^2$. Diese Anzahl von Quanten entspricht der Maximalzahl nachweisbarer Neutronen von 2×10^{11} n/cm^2 bei $E_n \approx 5$ MeV. Ein γ/n -Verhältnis von 1 ist daher immer zulässig; bei geringerer Neutronenzahl kann das γ/n -Verhältnis entsprechend höher sein. Der Effekt der Ausheilung läßt bei geringen γ -Intensitäten über größere Zeiträume eine höhere Gesamtbelastung des Detektors mit γ -Strahlung zu.

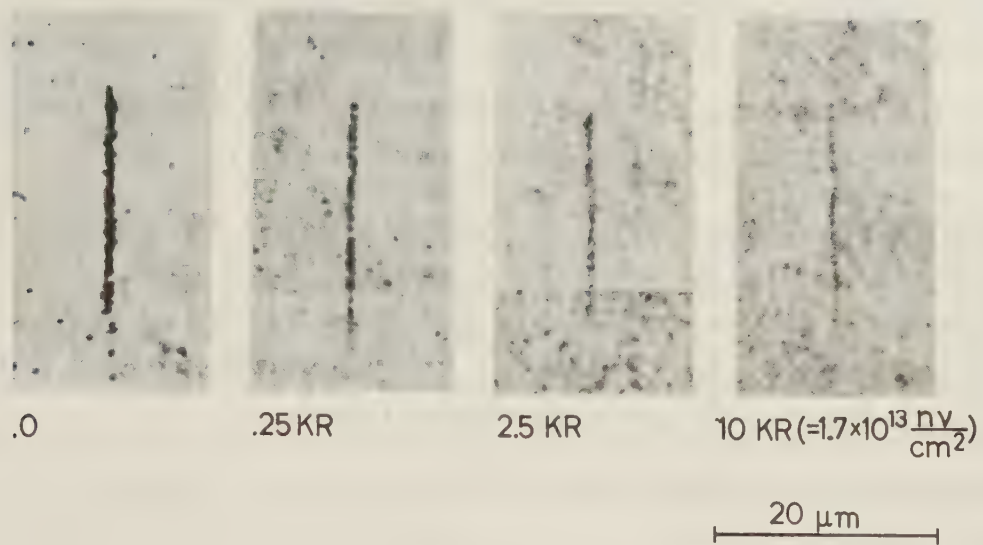


Abbildung 18: Schädigung von α -Teilchen-Spuren durch Bestrahlen des latenten Bildes mit hohen γ -Dosen

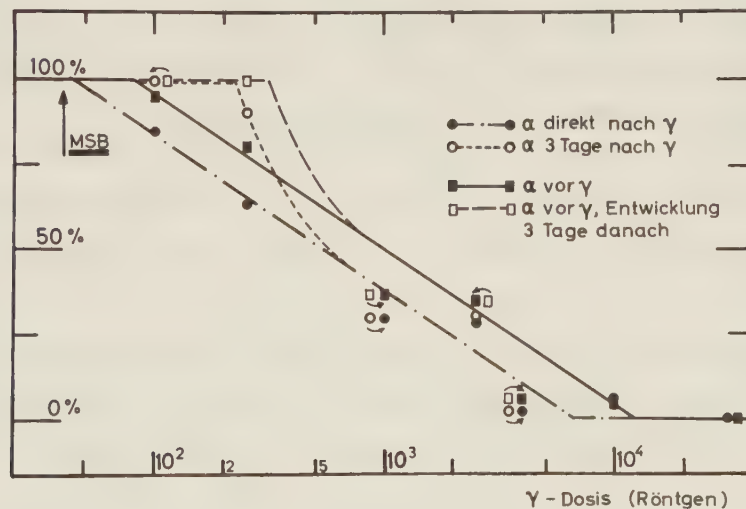


Abbildung 19: Abnahme der Spurdichte von α -Teilchen durch Bestrahlen des Detektors mit hohen γ -Dosen
 a) nach der Erzeugung des latenten Bildes
 b) vor der Erzeugung des latenten Bildes.
 Gestrichelte Kurven: Erholung durch Lagerung des γ -geschädigten Detektors.

D: Messungen in der kosmischen Strahlung
=====

Für die Anwendung der AgCl-Detektoren zur Registrierung kosmischer Strahlung (K.S.) gab es zwei Gründe:

Einerseits enthält die K.S. energiereiche Teilchen in einem Massenbereich, die in heutigen Beschleunigern noch nicht auf entsprechende Geschwindigkeiten gebracht werden können. Sie boten die Gelegenheit zur Erprobung und Kalibrierung der Detektoren, auch im Vergleich mit Kernspuremulsion.

Zum anderen besteht starkes Interesse an Messungen des Ladungs- und Massenspektrums der K.S., sowohl in Zusammenhang mit kosmologischen Fragen /23/, als auch mit Fragen zur biologischen Wirkung schwerer Kerne der K.S., im Hinblick auf bemannte Raumflugmissionen. Hierzu kann der AgCl-Detektor mit seinen besonderen Eigenschaften einen wertvollen Beitrag liefern.

Naturgemäß kann ein, in der Erprobung befindlicher, Detektor seine volle Leistungsfähigkeit noch nicht ausschöpfen; in den Experimenten mit der K.S. wurde daher der Kalibrierung des AgCl-Detektors der Vorzug gegeben.

1) Erscheinungsformen der kosmischen Teilchenstrahlung

Die, an der Grenze der Erdatmosphäre nachweisbare, primäre kosmische Strahlung (K.S.) kann ihrem Ursprung nach in drei Arten unterteilt werden: /22,23/

- (1) Solare Strahlung: Die Sonne ist eine, im Mittel schwache, Quelle der K.S. mit meist niederenergetischen Teilchen bis zu ca 100 MeV. Allein ihre Nähe zur Erde macht die Sonne für diese Teilchen zu der wichtigsten Quelle mit einem Fluß am Atmosphärenngipfel um 10^3 Teilchen/cm²·sec·sterad bei Teilchenenergien um 10 MeV/Nukleon. Die Energiedichte der Strahlung beträgt ca 1 eV/cm³. Die solare Strahlung stammt aus den Oberflächeneruptionen der Sonne.

In "solar flares", gelegentlichen außergewöhnlichen Eruptionen, ist die Energiedichte um Größenordnungen erhöht.

- (2) Das Massen- bzw Ladungsspektrum der galaktischen Strahlung entspricht ungefähr der Häufigkeit der Nuklide in den Sternatmosphären mit 85 - 90% H-Kernen, 10 - 15% He-Kernen, 1,5% Kerne bis zu $z = 40$ und einem Anteil von 10^{-8} für alle Kerne mit $z > 40$.

Das Energiespektrum dieser Strahlung erstreckt sich über mehrere Größenordnungen bis zu ca 10^{10} GeV/nucl; die Energiedichte ist mit ca 1 eV/cm³ der der solaren Strahlung vergleichbar.

Die galaktische Strahlung wird nach heutigen Vorstellungen im wesentlichen von Supernovae verursacht, von denen zu jeder Zeit in unserer Galaxis einige existieren.

- (3) Der intergalaktische Anteil weist eine mit der galaktischen K.S. vergleichbare Zusammensetzung auf, ist aber bei der Energiedichte von ca 10^{-3} eV/cm³ an der, in unserem Raum auftretenden K.S. nur wenig beteiligt. Er ist für die höchsten beobachteten Energien bis zu 10^{19} eV/nucl. verantwortlich; sein Ursprung wird Pulsaren und Quasaren zugerechnet.

Durch Kernwechselwirkung in der Erdatmosphäre verlieren die Kerne Energie bei elastischen und inelastischen Stößen; schwerere Kerne werden durch Spallation und Kernverdampfung im wesentlichen auf H^1 und He^4 , zu geringerem Teil auch auf Teilchen bis zu $z \sim 8$ reduziert.

Neben diesen, durch die Atmosphäre bedingten, Einflüssen wird der auf die Erde gerichtete Teilchenfluß durch die Lorentz-Kraft $K = j \times B$ abgelenkt, die im äußeren Erdmagnetfeld auf ein geladenes Teilchen einwirkt. Dies führt, in Abhängigkeit von der geomagnetischen Breite, zu einer Grenzenenergie der Teilchen, die die Erdatmosphäre erreichen. Die, zu dieser Grenzenenergie zugehörigen, Mindestimpulse pro Ladungseinheit, p_m , zeigt Tabelle 10.

Tabelle 10: Mindestimpulse für in Meereshöhe vertikal einfal-
lende Teilchen /26/

Geom. Breite	0°	10°	20°	30°	40°	50°	60°	70°	80°	90°
p_m (GeV·z/c)	10,2	9,4	8,2	6,5	4,3	2,2	0,83	0,18	0,012	0

Oberhalb einer Energie von 59,7 GeV/Ladungseinheit kann jedes Teilchen, auch ein von Osten kommendes Teilchen positiver Ladung am geomagnetischen Äquator, die Erdoberfläche erreichen.

Mit zunehmendem Abstand zur Erde nimmt die magnetische Feldstärke des irdischen Magnetfeldes ab; der Fluß niederenergetischer Teilchenstrahlung wird höher. In den "Van-Allen-Zonen" (V.A.Z.) - dies sind in der Form der Magnetlinien verlaufende ringförmige Zonen um die geomagnetische Erdachse, die vom Äquator die Entfernung ca 2000 - 6000 km (innerer Ring) und ca 10000 - 18000 km (äußerer Ring) haben - sind niederenergetische Teilchen eingefangen und "spiralen"; die Teilchendichte ist stark erhöht. Außerhalb dieser Zonen beeinflusst der, periodisch mit der Sonnenrotation in seiner Stärke veränderliche, Sonnenwind das nur noch schwache Erdmagnetfeld und moduliert den Teilchenfluß unterhalb 30 GeV/Nukleon.

In erreichbarer Nähe der Erde liegen somit die drei interessanten Bereiche:

1) Erdnähe bis zu den V.A.Z.

2) Bereich der V.A.Z.

3) übriges Solarsystem,

in denen die Strahlungsverhältnisse einer direkten Messung zugänglich sind.

Die in Erdnähe herrschenden Strahlungsverhältnisse sind mit zahlreichen Ballon- und Raketenflügen und auch auf erdverbundenen Stationen mit visuellen und elektronischen Detektoren einigermaßen gut erkundet. Ihre Untersuchung wird an vielen Stellen mit den verbesserten Mitteln der Raumforschung fortgesetzt, wobei auch die Anwendung des AgCl-Detektors geplant ist.

Mit dem AgCl-Detektor wurden Ballonflüge durchgeführt

- a) in der Nähe des geomagnetischen Nordpols (Fort Churchill, Kanada, geomagnetische Breite $\lambda = 68^\circ$) mit einer niedrigen, magnetisch bedingten Abschneide-Energie (cut-off) von 0,21 GeV/z, also einem hohen Anteil niederenergetischer Teilchen.
- b) in Südfrankreich (Aire sur l'Adour, geomagnetische Breite $\lambda = 47^\circ$) bei einem cut-off von ca 2,8 GeV/z.

Im ersten Fall wurden AgCl-Detektoren mit Plastikdetektoren, im zweiten Fall - wo die hochenergetische primäre K.S. meist unter der Nachweisschwelle der Plastikdetektoren liegt - mit der empfindlicheren Kernspuremulsion verglichen.

Die Gelegenheit zu Messungen innerhalb und jenseits der Van-Allen-Belts mit Rückholung des Objektes bietet sich nur bei größeren Raumfahrtprojekten, die bisher in geringem Umfang von der Sowjetunion und den USA durchgeführt wurden. Hier gerade ist ein triggerbarer Detektor wie AgCl in der Lage, das Spektrum der eingefangenen Teilchen den beim Flug durchlaufenen Bereichen zuzuordnen. Ein Experiment mit AgCl-Detektoren, das allerdings nur passiv, d.h. ohne Ausnutzung der Triggerbarkeit, durchgeführt werden konnte, wurde an Bord des amerikanischen Raumfahrzeuges "Apollo 17" für ca 12 1/2 Tage, dabei größtenteils im Mondorbit, exponiert.

Neben den ionisierenden Teilchen treten - vor allem im Bereich der Erdatmosphäre - Neutronen jeder Energie auf. Diese Neutronen können - ebenso wie die ionisierenden Nukleonen und Mesonen - bei Kernstößen Zertrümmerungen bewirken, die dann in visuellen Detektoren als "Sterne" sichtbar werden.

Die Gesamtanzahl der, bei dem Flug in Ft.Churchill und dem Raumflug in den AgCl-Detektoren aufgezeichneten Sterne, wurde gezählt.

2) Messungen in Erdnähe: Ballonexperimente

a) Detektoraufbau

Ein für Ballonflüge geeigneter Aufbau der Detektoren in Form eines Stacks wurde durch mehrfache Vorversuche entwickelt. Bei den Flügen mußten folgende Forderungen, sowohl für die Funktion der Detektoren, als auch im Hinblick auf die Aufstiegstechnik erfüllt werden:

(1) Die Detektoren mußten während des Fluges stabilisierendem Licht ausgesetzt werden; während der übrigen Zeit sollten sie im Dunkeln bleiben. Kernspuremulsionen mußten wegen des Vergleichs korrespondierender Spuren in beiden Detektoren in fast unmittelbarem Kontakt zum AgCl stehen, durften aber von dem Licht nicht erreicht werden.

(2) Die AgCl-Detektoren mußten unter sich und mit den zum Spurevergleich herangezogenen anderen Detektoren unverrückbar und in rekonstruierbarer Weise in Korrelation stehen, um Spuren des selben Teilchens in den verschiedenen Detektoren einander zuordnen zu können.

(3) Die bei Ballonflügen erreichten Höhen lagen bei 36 - 40 km, wo noch ein Außendruck von 4 - 5 mbar herrscht. Um eventuelle Druckeffekte beim AgCl zu vermeiden (obwohl derartige Effekte bei sonst normalen Bedingungen nicht nachweisbar sind) und um ein Ausgasen der Emulsionen zu verhindern, mußte der Stack druckdicht verpackt werden.

(4) Die Temperatur mußte möglichst konstant gehalten werden und durfte von Zimmertemperatur nicht stark abweichen. Eine Temperaturkontrolle war wünschenswert.

(5) Während des Aufsteigens und der Landung in tieferen Atmosphärenschichten einfallende, hauptsächlich sekundäre, Teilchenstrahlung sollte weitgehend unterdrückt werden. Das Experiment mußte jeweils ca 1 Stunde vor dem Start fertig vorbereitet sein und war dann nicht mehr zugänglich. Zwischen Landung und Bergung konnten Stunden, eventuell auch Tage, vergehen. Aus diesen Gründen mußte eine, von der Flughöhe gesteuerte, Automatik das sensibilisierende Licht ein- und wieder ausschalten.

Die Abbildung 20 veranschaulicht schematisch den Aufbau des Detektorpaketes ("Stack"); der diese Forderungen erfüllt: Drei jeweils einzeln verschließbare druckfeste Aluminium-Zylinder - Innendurchmesser 120 mm - werden aufeinander gesetzt.

Teil A enthält die Beleuchtungseinrichtung und den eigentlichen Stack: 9 flächenmäßig verteilte Glühbirnen mit einer Leistungsaufnahme von insgesamt ca 2 Watt durchleuchten eine Plexiglasscheibe. Diese ist in ein, nach oben verlängertes, rechtwinkliges Eck eingelassen, das die X- und Y-Koordinaten des Stacks festlegt. Die Plexiglasscheibe ist mit einer Filterfolie, die nur den violetten Lichtanteil absorbiert, abgedeckt. Darüber werden mehrere Detektorschichten aus vorgefertigten AgCl-Mosaiken der Größe $75 \times 75 \text{ mm}^2 = (3 \times 25) \text{ mm} \times (5 \times 15) \text{ mm}$ mit den Kristallseiten nach oben, hierüber die übrigen Detektoren - Kernspuremulsionen oder Plastikdetektoren - in das Referenzeck bündig eingelegt, angepreßt und von außen verklebt. Die Kernspuremulsionen werden durch eine 0,2 mm starke schwarze Pertinaxplatte vor Licht geschützt.

Die AgCl-Mosaik werden bereits vor dem Einbau durch Aufkleben der einzelnen Detektoren auf eine 0,1 mm starke selbstklebende PVC-Folie hergestellt. Von den fertigen Mosaiken wird - mit gelbem Licht - ein Kontaktabzug angefertigt, der ein genaues Ausmessen der Lage der Detektoren untereinander gestattet (vergl. Abb. 27). Die auf jedem Detektor aufgebrachten Spuren von 6,1 MeV α -Teilchen aus einer Cf^{252} -Quelle dienen zum Vergleich ihrer Spurbreiten mit denen der kosmischen Teilchen, sowie zum Vergleich der Empfindlichkeit der einzelnen AgCl-Detektoren.

Teil B dient zur Temperaturregistrierung: Bei einem Uhrwerk ersetzt eine berußte Aluminiumscheibe den Stundenzeiger. Auf die, sich in 12 Stunden einmal drehende, Scheibe ritzt eine, an ein Bi-Metall befestigte, Spitze eine Linie ein, aus deren radialen Abstand sich der Temperaturverlauf während des Fluges rekonstruieren läßt. Die exakten Zeitpunkte von Start und Landung sind an, durch Erschütterungen hervorgerufenen, Ausschlägen ersichtlich.

Teil C enthält die Stromversorgung. Sie bestand i.a. aus 9 Monozellen mit je 1,5 V Spannung und ca 2 Ah Kapazität. Die Ausschöpfung von jeweils nur bis zu 1/3 der Kapazität gewährleistet einen hinreichend konstanten Lichtfluß.

Teil D: Eine Aneroid-Dose, die sich bei sinkendem Luftdruck ausdehnt, drückt zwei Kontakte aufeinander und schließt damit den Beleuchtungsstromkreis. Dieser Luftdruck-Schalter wurde auf einen Schaltpunkt von 100 mbar einjustiert, so daß die Detektoren nur oberhalb dieser Flughöhe registrierten.

Der beschriebene Aufbau fand zusammen mit anderen Experimenten in einem Behälter aus wärmeisolierendem Material Platz. Zusätzlich wurde die Temperatur durch Einbetten des Stacks in handelsübliche Kälteakkumulatoren stabilisiert, die bei Experimentbeginn - je nach erwarteter Abkühlung oder Erwärmung während des Fluges - leicht erwärmt oder gekühlt eingesetzt wurden. Damit konnten Abweichungen von Zimmertemperatur auf maximal $\pm 5^{\circ}\text{C}$ beschränkt werden. Abkühlung war bei nächtlichen Flügen, Erwärmung tagsüber zu erwarten.

Bei allen Aufstiegen wurden die Experimente mehrerer Institute gemeinsam geflogen und in den Behältern auch Detektoren anderer Institute mit aufgenommen ⁺⁾ . Der Platz hierzu war in Teil A vorgesehen.

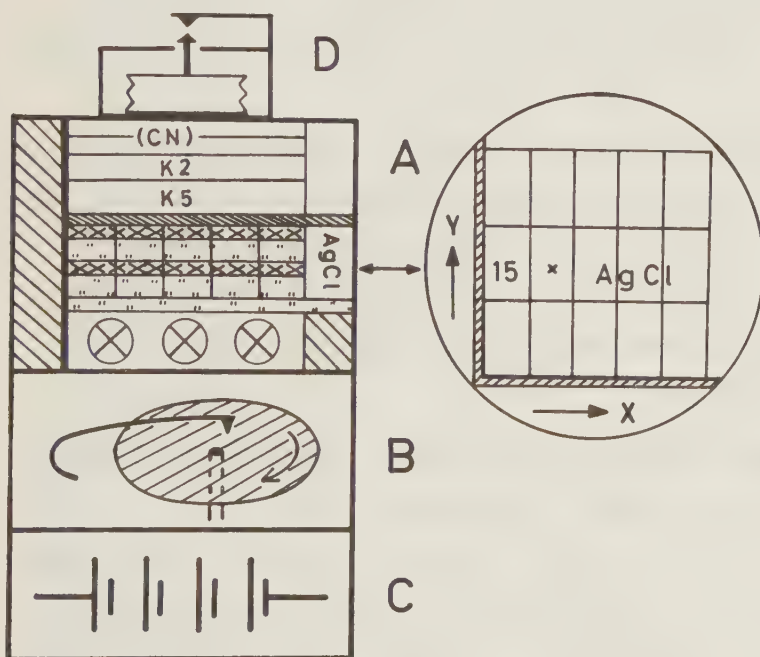


Abbildung 20:

Stackaufbau schematisch

A: Detektorteil mit
Beleuchtung

B: Temperaturregistrierung

C: Stromversorgung

D: Luftdruck - Schalter

⁺⁾ Laboratoire de Physique Corpusculaire, Straßburg
Institut für Reine und Angewandte Kernphysik, Kiel

b) Messungen in Verbindung mit Plastikdetektoren

Bei der magnetisch bedingten Abschneide-Energie von etwa 2 GeV/Nukleon (in Südeuropa) registrieren Plastikdetektoren wegen ihrer hohen Nachweisschwelle primäre kosmische Teilchen nur mit Ladungen über $z = 26$ (Fe-Kerne). Die Häufigkeit dieser Teilchen ist jedoch gering, so daß für Experimente mit Plastikdetektoren große Flächen oder lange Flugzeiten gewählt werden müssen, oder der Flug in einem Gebiet mit niedriger Abschneide-Energie stattfinden muß.

Im Juli 1971 fand ein Ballonexperiment in der Nähe von Fort Churchill, Kanada statt, wo der cut-off 0,21 GeV/z beträgt. Bei diesem Experiment wurden die Nachweiswahrscheinlichkeit und die Spurparameter der einzelnen korrespondierenden Spuren in AgCl(Cd)- und in Zellulosenitrat-Detektoren miteinander verglichen. Die Flugdauer betrug 17 Stunden, die Dauer registrierten Teilcheneinfalls entsprechend ca 15 Stunden.

Da die damaligen AgCl-Detektoren noch nicht dem heutigen Entwicklungsstand entsprachen, wird auf eine detaillierte Schilderung der Ergebnisse verzichtet. Summarisch seien nur die zwei Ergebnisse erwähnt:

- 1) In 30 cm^2 AgCl wurden 2809 Spuren gezählt, in dem direkt darunter liegenden Zellulosenitrat gleicher Fläche konnten nur 27 Spuren nachgewiesen werden. Demzufolge registriert Zellulosenitrat - infolge seiner höheren Nachweisschwelle - nur etwa 1% der in AgCl registrierten (primären und sekundären) Teilchen aus der kosmischen Strahlung.
- 2) Zusätzlich zu den Teilchenspuren wurden auch die Sterne im AgCl ausgezählt. Hierbei ergab sich der Mittelwert von $3,6 \text{ Sterne/g}_{\text{AgCl}} \cdot \text{Flugstunde}$ bei einem Fehler von 13%. Der angegebene Fehler resultiert aus der unterschiedlichen Zählrate in den einzelnen Detektor-Kristallen. (Diskussion hierzu siehe Abschnitt D 3 b).

2 c) Messungen in Verbindung mit Kernspuremulsion, Kalibrierung für relativistische Teilchen

Weitere Ballonflüge wurden bei der geomagnetischen Breite $\lambda = 47^\circ$ bei Aire sur l'Adour, Frankreich, durchgeführt, wo der cut-off bei 2,8 GeV/Ladungseinheit für Teilchen mit vertikaler Einfallsrichtung liegt. Die aufgefangene primäre K.S. hat daher eine Geschwindigkeit $\beta \geq 0,917$; da ihre Häufigkeit mit $E^{-2,6}$ abnimmt /23/, bekommt β den Erwartungswert $\beta = 0,955 \pm 0,038$. Wegen der Proportionalität $REL \sim z^2/\beta^2$ sind die, aus der Spurbreite ablesbaren, Ladungen mit dem selben Fehler wie β , nämlich 4,0% behaftet, was erst bei $z \geq 25$ eine Unsicherheit von einer Ladungseinheit bewirkt.

Wegen der hohen Teilchenenergie ist der Energieverlust dE/dx über weite Absorberbereiche praktisch konstant. Damit wird ein direkter Spurvergleich zwischen verschiedenen Detektoren auch in einem dickeren Stack möglich; die mit REL gekoppelten Spurparameter sind ein direktes Maß für die Teilchenladung.

Die Flüge wurden mit der unter D 2 a beschriebenen Anordnung durchgeführt. Die, zum Spurvergleich verwendeten, Detektoren waren, in der Reihenfolge ihrer Anordnung:

X AgCl, Schicht A	160 μm	$\wedge$	0,09 g/cm^2
(Zwischenschicht Quarz)	1000 μm	$\wedge$	0,23 g/cm^2
(Zwischenschicht PVC)	100 μm	$\wedge$	0,01 g/cm^2
X AgCl, Schicht B	160 μm	$\wedge$	0,09 g/cm^2
(Zwischenschicht Pertinax)	200 μm	$\wedge$	0,03 g/cm^2
X Emulsion K5	600 μm	$\wedge$	0,23 g/cm^2
X Emulsion K2	200 μm	$\wedge$	0,08 g/cm^2
	2420 μm	$\wedge$	0,76 g/cm^2

Die Flugzeiten waren wegen der instabilen Windverhältnisse variabel und reichten bis zu 8 Stunden. Die vorliegenden Ergebnisse stammen aus einem Experiment mit mehreren kurzen Flügen.

Spurauswertung:

Zur Kalibrierung der AgCl(Cd)-Detektoren und für den Vergleich der verschiedenen Detektortypen wurden die mittleren Spurbreiten MSB aller Spuren vermessen, die beide AgCl-Schichten und die beiden Kernspuremulsionen durchdrangen, und die eine (abgeschätzte) mittlere Spurbreite im AgCl von mindestens 0,2 μm aufwiesen. Die Kalibrierung geschah dann durch den Vergleich der MSB-Werte korrespondierender Spuren in den verschiedenen Detektoren; den Spuren wurden Ladungen zugeordnet durch den Vergleich der Häufigkeiten von Spuren vergleichbarer mittlerer Spurbreite mit den bekannten Häufigkeiten der Kosmischen Teilchenstrahlung.

Zunächst sollte das Verhältnis der Spurbreiten in den Detektoren untereinander überprüft werden. Dazu wurden für je 2 Detektoren der Mittelwert $\overline{\text{MSB}}$ aus den MSB-Werten aller betrachteten Spuren des jeweiligen Detektors, und daraus das Verhältnis dieser Mittelwerte gebildet. (In Randbereiche oder fehlerhafte Bereiche eines Detektors fallende Spuren wurden nur bei dem jeweiligen Vergleich nicht berücksichtigt, bei dem dieser Detektor beteiligt ist; dies erklärt die, im folgenden etwas unterschiedlichen Mittelwerte der Spurbreiten in dem selben Detektor).

In den beiden AgCl-Schichten wurden zusätzlich in jedem einzelnen Detektor je 20 Normspuren der 6,1 MeV α -Teilchen vermessen und die Mittelwerte daraus in der selben Weise verglichen.

(a) AgCl(A) - AgCl(B): Die α -Spuren in den beiden aufeinander liegenden Schichten A und B zeigten als Verhältnis ihrer mittleren Spurbreite:

$$\overline{\text{MSB}}_{\alpha}(\text{A}) : \overline{\text{MSB}}_{\alpha}(\text{B}) = 0,488 \mu\text{m} : 0,512 \mu\text{m} = 1 : 1,049$$

Die gemessenen Spuren der kosmischen Strahlung ergaben das Verhältnis:

$$\overline{\text{MSB}}(\text{A}) : \overline{\text{MSB}}(\text{B}) = 0,501 \mu\text{m} : 0,562 \mu\text{m} = 1 : 1,122$$

Da in beiden Fällen für die Schicht B eine größere Spurbreite ermittelt wurde, kann die Schicht B insgesamt als etwas empfindlicher angesehen werden. Schicht A und Schicht B stammen aus verschiedenen, unter sich aber gleichen Züchtungen.

Für die weiteren Spurvergleiche ist der, mit MSB(AgCl) angegebene Wert für die Spurbreite eines kosmischen Teilchens im AgCl der Mittelwert aus den beiden Spurbreiten in den Detektorschichten A und B:

$$\text{MSB(AgCl)} = 1/2 (\text{MSB(A)} + \text{MSB(B)})$$

(b) Emulsion K5 - K2: In den beiden verschiedenen Emulsionsschichten wurden als Mittelwerte der Spurbreiten gefunden:

$$\overline{\text{MSB(K5)}} : \overline{\text{MSB(K2)}} = 1,260 \mu\text{m} : 0,452 \mu\text{m} = 1 : 0,359$$

(c) AgCl - K5: Der Vergleich von AgCl mit Kernspuremulsion K5 ergibt die Werte:

$$\overline{\text{MSB(AgCl)}} : \overline{\text{MSB(K5)}} = 0,531 \mu\text{m} : 1,187 \mu\text{m} = 1 : 2,235$$

(d) AgCl - K2:

$$\overline{\text{MSB(AgCl)}} : \overline{\text{MSB(K2)}} = 0,558 \mu\text{m} : 0,450 \mu\text{m} = 1 : 0,806$$

Für die drei Detektorarten erhält man somit für das Verhältnis der Mittelwerte der mittleren Spurbreiten von relativistischen Teilchen: 2,24 (K5) : 1,0 (AgCl) : 0,81 (K2).

Bei dem Vergleich der einzelnen Spuren in je zwei der Detektoren wurden die Spuren, deren MSB-Werte in jedem der beiden Detektoren sehr nahe, meist mit sich überdeckenden Fehlerbereichen, benachbart lagen, zu Gruppen aus jeweils 1 bis 13 Einzelspuren zusammengefaßt. Dabei ergaben sich die 8 Gruppen "a" bis "h", für die die Abbildungen 21 und 22 die Mittelwerte der Spurbreite beim Vergleich der AgCl-Detektoren mit Emulsion K2 und mit Emulsion K5 zeigen:

Der Vergleich der MSB-Werte in AgCl und in Kernspuremulsion K2 zeigt einen linearen Zusammenhang und weist auf etwa gleiche Empfindlichkeit der beiden Detektoren hin.

Der Vergleich zu Emulsion K5 zeigt Linearität im Anfangsbereich bis zu $\text{MSB(K5)} \sim 1,5 \mu\text{m}$ mit einer etwa doppelten Spurbreite in Emulsion. Darüber machen sich Sättigungseffekte beim AgCl bemerkbar, indem während der Entwicklung in einem Nahbereich um die Spur keine, den Defekten der latenten Spur entsprechende, Silbermenge ausgeschieden wird.

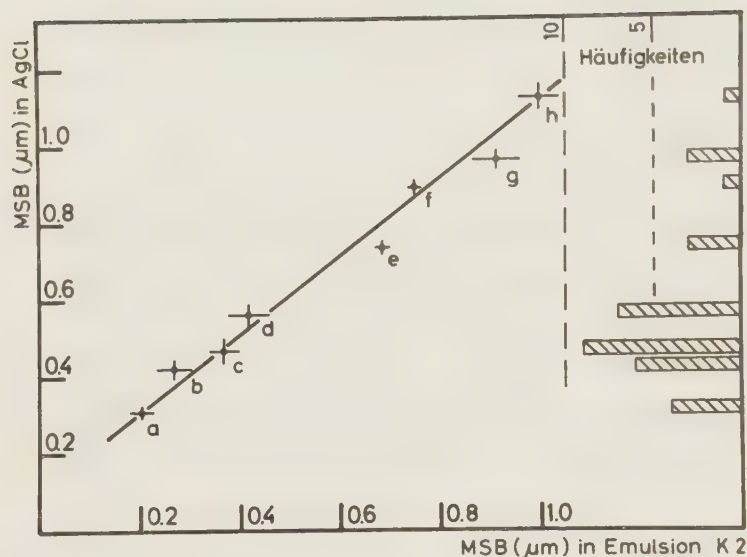


Abbildung 21:

In die Gruppen a - h zusammengefaßte Teilchenspuren aus einem Ballonflug in AgCl und in Emulsion K2;

MSB in AgCl gegen
MSB in Emulsion K2

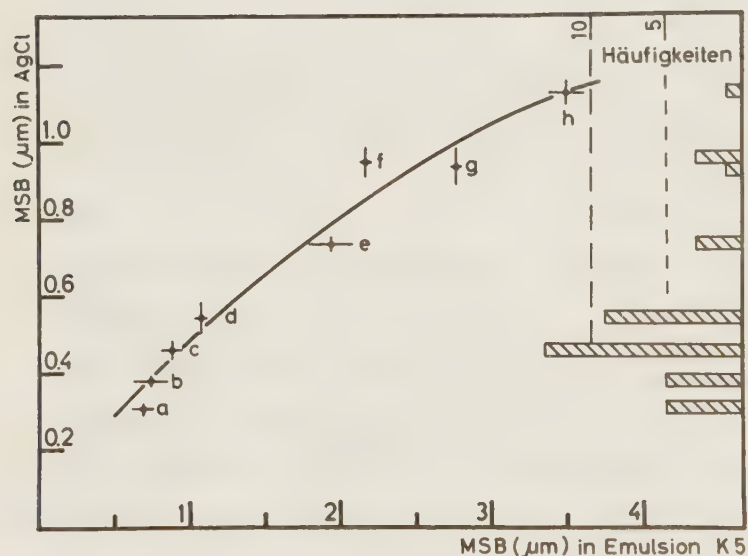


Abbildung 22:

In die Gruppen a - h zusammengefaßte Teilchenspuren aus einem Ballonflug in AgCl und in Emulsion K5,

MSB in AgCl gegen
MSB in Emulsion K5

Den Spurgruppen sollten nun Ladungen zugeordnet werden, wobei angenommen wird, daß die betrachteten Teilchenspuren fast ausschließlich von primären Teilchen der kosmischen Strahlung, also von relativistischer Energie, erzeugt wurden. Zum Vergleich mit den erzielten Ergebnissen wurden Messungen von M.M.Shapiro /27/ für die Häufigkeitsverteilung der K.S. herangezogen.

Der Vergleich dient zur Kalibrierung der AgCl(Cd)-Detektoren für relativistische Teilchen; eigene Angaben zur Häufigkeitsverteilungen sollen nicht gemacht werden. Die Häufigkeiten in den erwähnten Spurgruppen a - h (Abb. 21 und 22) werden mit der Häufigkeitsverteilung der K.S. (Tabelle 11) verglichen.

Tabelle 11: Häufigkeitsverteilung in der kosmischen Strahlung nach Shapiro; dE/dx nach Benton /3/

Kern	6^{C}	7^{N}	8^{O}	10^{Ne}	12^{Mg}	14^{Si}	16^{S}	24^{Cr}	26^{Fe}
Häufigkeit	100	12	102	21	27	23	4	4	23
dE/dx bei 2 GeV/nucL. (MeV/g/cm ²)	49,5	67,4	88,0	138	198	270	352	792	930

Über diesen Vergleich lassen sich den Gruppen a - h die Ladungen ihrer erzeugenden Teilchen zuordnen. Dieser Zuordnung dienen noch Meßpunkte für relativistische C^{12} - und O^{16} -Kerne in Kernspuremulsion. Für diese Kerne mit einer Energie von $E = 2,1 \text{ GeV/nucL.}$ wurden in K5-Emulsion die Werte gemessen: /28/

$$\text{MSB(K5)} = 0,635 \text{ } \mu\text{m} \text{ für } 6^{\text{C}^{12}}$$

$$\text{MSB(K5)} = 0,935 \text{ } \mu\text{m} \text{ für } 8^{\text{O}^{16}}.$$

Ein Vergleich mit den MSB-Werten der Gruppen a bis c zeigt, daß die Gruppe a dem Kohlenstoff, c dem Sauerstoff zuzuordnen ist. Die Gruppe b kann formal dem N^{14} -Ion zugeordnet werden; aus Häufigkeitsgründen wahrscheinlicher ist jedoch eine Aufspaltung und Zugehörigkeit zu a und c.

Gruppe	MSB(K5)	MSB(AgCl) in μm	Häufigkeit
a)	0,697	0,310	(5)
b)	0,738	0,380	(5)
c)	0,871	0,458	(13)

Die folgende Gruppe d mit den entsprechenden Werten

d)	1,069	0,542	(9)
----	-------	-------	-------

faßt dann die Ladungen $z = 10, 12, 14$ zusammen.

Zieht man die hieran anschließenden Gruppen e, f, g mit ihren mittleren Werten

e+f+g)	2,148	0,869	(7)
--------	-------	-------	-------

zusammen, so lassen sie sich insgesamt aufgrund ihrer relativen Häufigkeit dem 26^{Fe} -Kern zuordnen, wobei 24^{Cr} hier ebenfalls noch beteiligt sein kann.

Die letzte Gruppe h, bestehend aus einem Teilchen mit

h)	3,500	1,122	(1)
----	-------	-------	-------

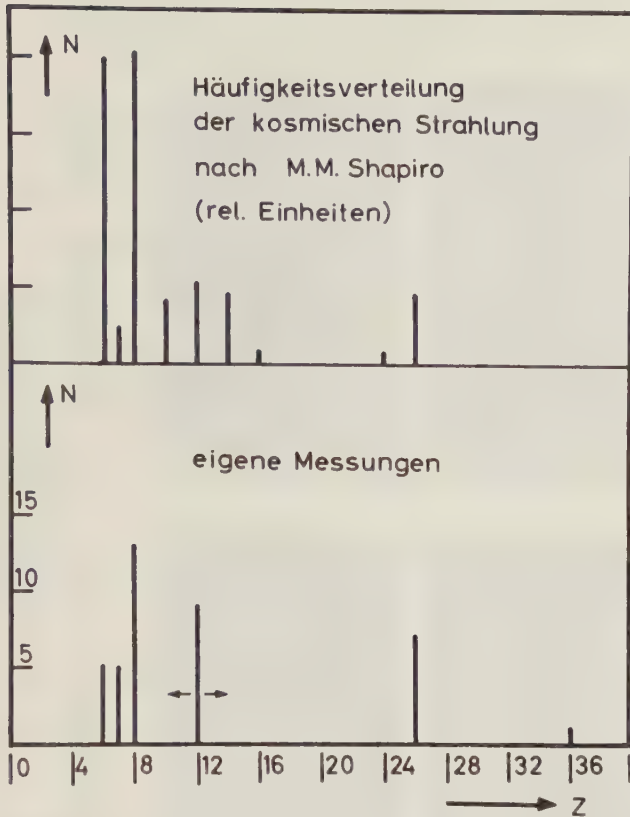
liegt noch weit darüber, hier läßt sich die Ladung extrapolieren auf $z \geq 36$ (Kr).

Damit ergibt sich die Häufigkeitsverteilung der Abbildung 23. Mit den Energieverlustwerten aus Tabelle 12 für relativistische Teilchen bei $E \sim 2 \text{ GeV/nuc.}$ erhält man die Kalibrierungskurve der Abbildung 24.

Die vergleichsweise geringen Häufigkeiten von ${}^6\text{C}^{12}$ und ${}^{16}\text{O}^{16}$ resultieren aus der Nachweisschwelle des Silberchlorids: C^{12} liegt in ihrem Bereich, O^{16} nur wenig darüber; beide Ionensorten erzeugen daher die zahlreich vorhandenen Teilchenspuren geringer mittlerer Spurbreite, die bei den Messungen meist nicht berücksichtigt wurden, wegen ihrer Ähnlichkeit mit den ebenfalls zahlreichen Spuren von sekundären α -Teilchen um ca 100 MeV oder Protonen um ca 10 MeV.

Tabelle 12: Energieverlust nach Benton /3/ für relativistische Teilchen bei $E = 2 \text{ GeV/nuc.}$; zugehörige mittlere Spurbreiten in AgCl

z	dE/dx (MeV+g/cm ²)	MSB (μm)	z	dE/dx	MSB
1	1,83	0	16	352	
2	5,50	0	18	446	
4	22,0		20	550	
6	49,5	0,310	24	792	
7	67,4	(0,380)	26	930	0,869
8	88,0	0,485	28	1080	
10	138	0,542	32	1400	
12	198		36	1770	1,122
14	270		40	2200	



+ Abbildung 23:
Häufigkeitsverteilung nach
M.M.Shapiro und eigenen Messungen

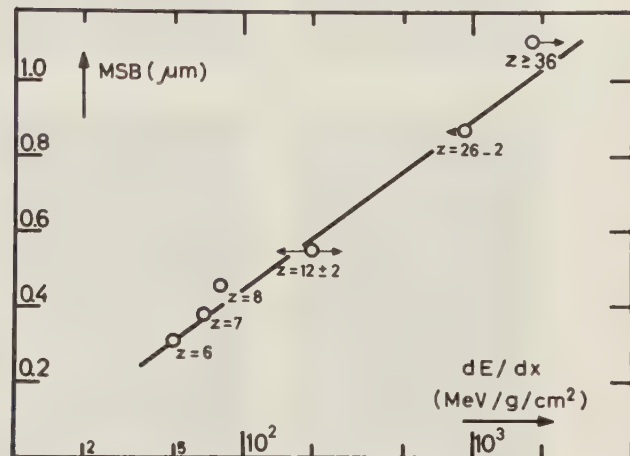


Abbildung 24: Eichkurve für AgCl(Cd)-Detektoren (Dotierungskonzentration 5000 ppm) für den Nachweis relativistischer Teilchen: Mittlere Spurbreite MSB über dem Energieverlust dE/dx



+ Abbildung 25:
In Aire sur l'Adour geflogener
gener Stack; Aufbau analog
Abb. 20

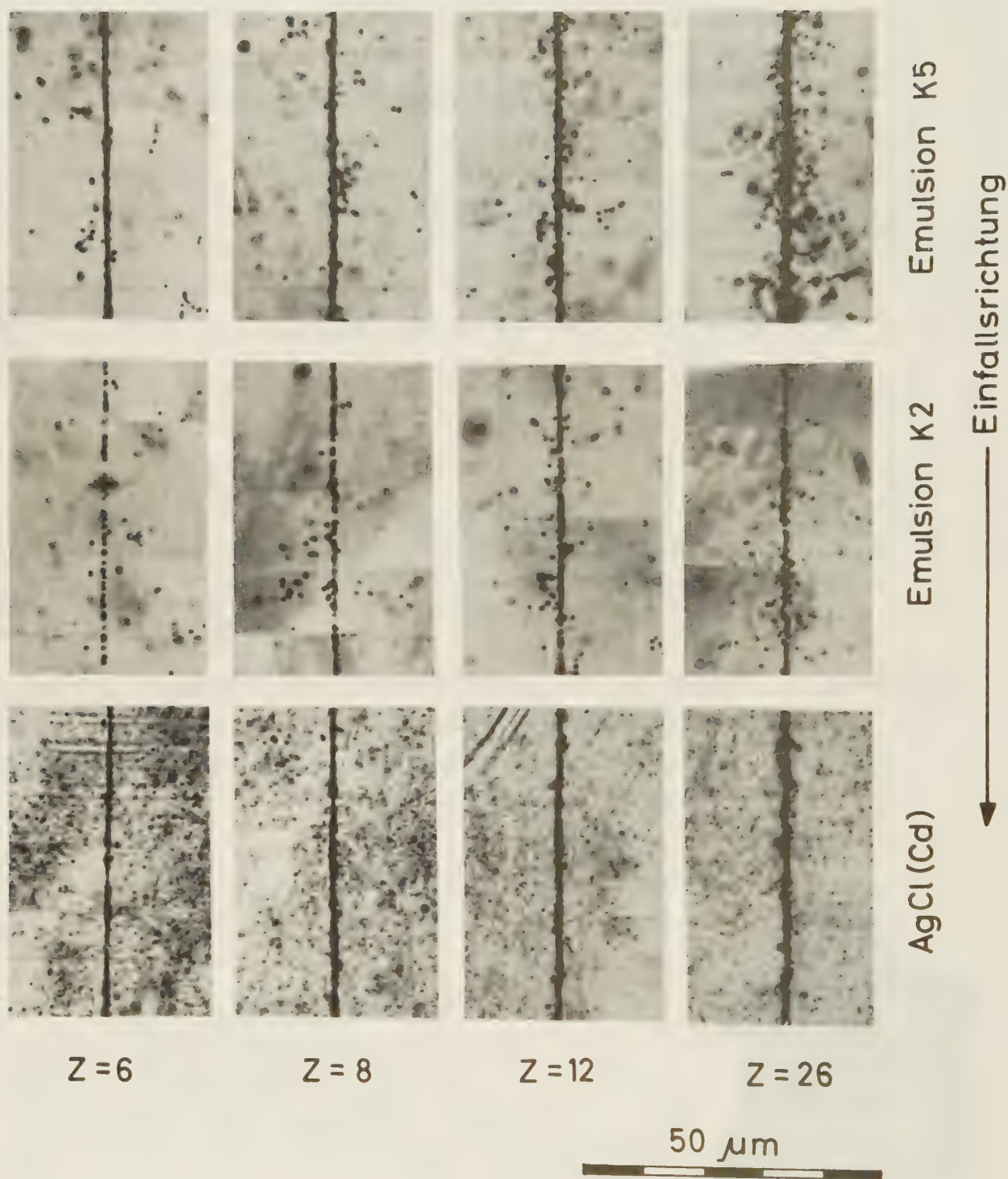


Abbildung 26: Spuren jeweils des selben relativistischen Teilchens in den Detektoren (a) AgCl , (b) Kernspuremulsion K2, (c) Kernspuremulsion K5; Teilchenladungen $z_1 = 6$, $z_2 = 8$, $z_3 = 12$, $z_4 = 26$

3) Kosmische Strahlung außerhalb des Erdmagnetfeldes:
Biostack II - Experiment an Bord von Apollo 17

a) Experimentprojektierung, Flugbedingungen

Am 6. Dezember 1972 startete die amerikanische Raumfähre Apollo 17 zu einem Erkundungsflug zum Mond. An Bord befand sich das Biostack II - Experiment: ein luftdicht verschlossener Aluminium-Behälter vom Durchmesser und der Höhe je 100 mm, gefüllt mit aufeinandergesetzten Schichten von biologischen Objekten (Sporen von *Bacillus Subtilis*, Samen von *Arabidopsis Thaliana*, Wurzeln von *Vicia Faba* und Eier von *Artemia Salina*) und den visuellen Spurdetektoren Polykarbonat, Zellulosenitrat, Kernspuremulsionen K2 und K5 und 2 Schichten mit je 12 AgCl-Detektoren.

Es war geplant, die Triggerbarkeit der AgCl-Detektoren auszunutzen, d.h. die Eigenschaft, daß die Spuren im Dunkeln einfallender Teilchen zeitlich instabil sind. Damit wäre ein Vergleich der Strahlung innerhalb und außerhalb des Bereichs des irdischen Magnetfeldes möglich gewesen: Die Detektoren sollten vom Start bis zum Austritt aus dem äußeren Van Allen Belt und nach Wiedereintritt in diesen im Dunkeln verbleiben, während der übrigen Flugzeit sollten sie mit Gelblicht beleuchtet werden. Die registrierten Spuren und eine Differenzmessung zu den, zusätzlich in einer benachbarten K2-Emulsion permanent aufgezeichneten, Teilchen hätten die gewünschten Aufschlüsse ergeben.

Ein entsprechendes Proposal sah vor: wahlweise Stromversorgung durch mitgelieferte Batterien oder Anschluß an das Bordnetz und wahlweise Bedienung durch die Besatzung oder durch eine mitgelieferte Schaltautomatik. Der Anschluß an das Bordnetz und die Bedienung durch die Besatzung waren nicht möglich, Batterien durften aus Sicherheits- und Gewichtsgründen nicht mitgeführt werden, so daß das Experiment "passiv" mit unbeleuchteten Detektoren durchgeführt werden mußte.

Anordnung der Detektoren:

Eine Pertinaxplatte von 3,5 mm Stärke wurde auf die Form der übrigen Biostack-Elemente zugeschnitten. Beide Seiten der Platte erhielten Aussparungen von $60 \times 75 \times 1,4 \text{ mm}^3$, zur Aufnahme von 2 Schichten mit je 12 AgCl-Detektoren, jede Schicht mit einer Gesamtfläche von 45 cm^2 und einem Volumen von ca $0,9 \text{ cm}^3$ AgCl. Die Detektoren wurden unter besonderer Beachtung der Reinheit hergestellt und nur bei schwachem Licht ohne Blauanteil präpariert, was längstmögliche Lebensdauern latenter Spuren erwarten ließ. /5/ Sechs dieser Detektoren wurden mit PVA (Polyvenylalkohol) überzogen und darin Eier von Artemia Salina eingebettet - Durchmesser der Eier ca 200 μm .

Ebenso wie bei den Ballonexperimenten wurden die Detektoren auf PVC-Folie zu Mosaiken zusammengesetzt. Die Abbildung 27 zeigt den Kontaktabzug eines der Mosaik.

Die gesamte Flugzeit vom Start bis zur Landung betrug 305 Stunden, hiervon etwa die Hälfte im Mondorbit. Eine Stabilisierung der Spuren war erst 240 Stunden nach der Landung möglich, so daß die einzelne latente Spur 240 bis 545 Stunden im Dunkeln unstabilisiert verblieb. Die Temperatur lag bei Zimmertemperatur.

Eine simultane vergleichende Untersuchung von Detektoren aus der selben Herstellungsserie mit 6,1 MeV α -Teilchen zeigte, daß innerhalb der Zeit von 240 - 545 Stunden, der Flugzeit bis zum Zeitpunkt der Stabilisierung, die mittleren Spurbreiten auf ca 25% bzw 15% abfielen (Abb.28); dies beruht auf einem Rückgang der, bei der Entwicklung erhaltenen, Schwärzung, während die visuelle Spurbreite ^{+) in diesen, auf schwaches Fading ausgesuchten Detektoren annähernd erhalten blieb.}

^{+) "visuelle Spurbreite": die vom Auge erkannte und mit dem Okularmikrometer abgelesene maximale Spurbreite. Sie erwies sich in diesen Detektoren trotz des Schwärzungsrückganges nahezu konstant, da das Auge auch die sehr geringen Grauwerte am Spurrand noch zu erkennen vermag.}

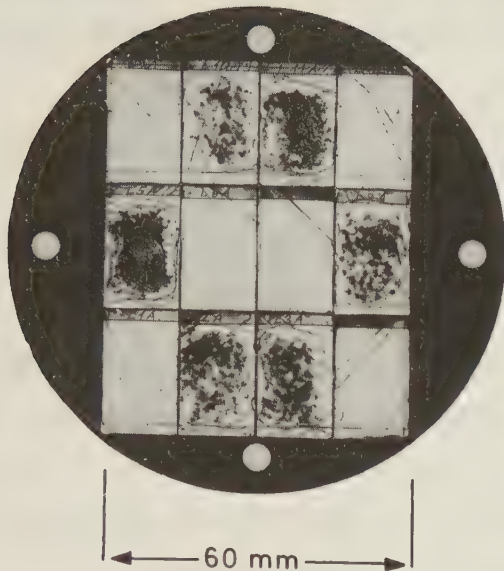


Abbildung 27:

Kontaktabzug eines im Biostack II geflogenen AgCl-Mosaiks im Schattenriß der Pertinax-Trägerplatte. Obere dunkle Kristallteile: getestete Detektorfläche. Dunkle Kristalle: Mit Eiern von Artemia Salina beschichtet.

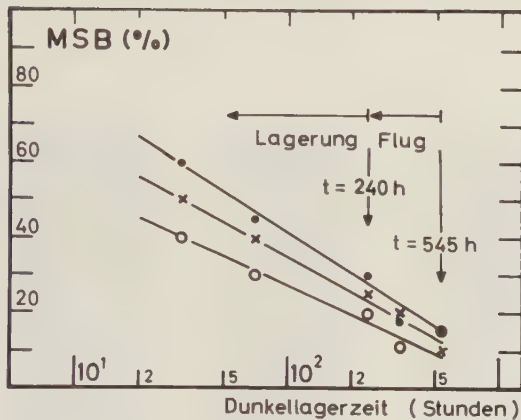


Abbildung 28:

MSB-Werte von α -Spuren in 3 Detektoren in Abhängigkeit von der Zeit der Dunkellagerung.

t = 0: Spurstabilisierung

t = 240 h: Landung

t = 545 h: Start

b) Gemessenes Spektrum, Vergleich mit anderen Spurdetektoren

Wegen des unterschiedlichen Regressionsgrades der Spuren von Teilchen, die zu verschiedenen Zeitpunkten eingefallen waren, kann der MSB-Wert hier keinen Teilchen-spezifischen Parameter abgeben. Da jedoch die objektiv gemessene mittlere Spurbreite (MSB) und die visuelle miteinander verknüpft sind, läßt sich letztere zu einer groben Abschätzung der Teilchenladung benutzen.

Einteilung in Spurklassen:

- (1) "sehr dünn": maximale Spurbreite $d < 0,8 \mu\text{m}$, nur leichte Teilchen bis zu $z \sim 6$. In dieser Klasse sind auch die niederenergetischen (sekundären) α -Teilchen und Protonen enthalten; andererseits können Spuren relativistischer ${}^6\text{C}$ -Ionen bereits

vollständig gefadet sein. Die Zählrate ist daher nicht repräsentativ für die tatsächlich vorliegende Strahlung. Bezeichnung "L" (light particles).

- (2) "dünn": $0,8 \mu\text{m} \leq d \leq 1,2 \mu\text{m}$, Ladung $6 \leq z \leq 9$. Es handelt sich hier im wesentlichen um die Sauerstoff-Gruppe, wobei auch hier ein vollständiges fading einzelner Spuren nicht ganz ausgeschlossen werden kann. Bezeichnung "M" (medium).
- (3) "mittelbreit": $1,2 \mu\text{m} \leq d \leq 1,8 \mu\text{m}$, $9 \leq z \leq 16$, die Gruppe der noch relativ häufigen Ionen ^{10}Ne , ^{12}Mg und ^{14}Si . Bezeichnung " H_1 " (heavy 1)
- (4) "breit": $1,8 \mu\text{m} \leq d \leq 2,5 \mu\text{m}$, $15 \leq z \leq 26$, die Gruppe der Teilchen bis zu ^{26}Fe . Bezeichnung " H_2 " (heavy 2).
- (5) "sehr breit": $d > 2,5 \mu\text{m}$, $z \geq 24$. Teilchen um und über ^{26}Fe . Bezeichnung "VH" (very heavy)

Aufgrund der eingeschränkten Möglichkeit der Auswertung können die Gruppen nur überlappend angegeben werden. Die Klasseneinteilung entspricht für "L" und "M" der, von Shapiro angegebenen, darüber benutzt Shapiro noch "H" (heavy) mit $10 \leq z \leq 28$ und "UH" (ultra heavy) mit $z \geq 29$.

In den unbeschichteten Detektoren wurden in je 168 Mikroskopgesichtsfeldern von $670 \mu\text{m}$ Durchmesser die Spuren ausgezählt. Unter Berücksichtigung der Flugzeit von 305 Stunden ergaben sich die mittleren Flüsse:

Tabelle 13: Teilchenflüsse bei dem Biostack II - Experiment, gemessen mit AgCl-Detektoren.

Gruppe	abgeschätzte Ladung	Teilchenfluß (Anzahl/cm ² h
(L	≤ 6	$8,33 \times 10^{-1} \pm 5,6\%$
M	6 - 9	$2,24 \times 10^{-1} \pm 9,4\%$
H_1	9 -16	$5,70 \times 10^{-2} \pm 11\%$
H_2	15 -26	$1,44 \times 10^{-2} \pm 18\%$
VH	≥ 24	$7,75 \times 10^{-3} \pm 29\%$
Summe, ohne Gruppe L		$3,04 \times 10^{-1} \pm 10,5\%$
Summe $\text{H}_1 + \text{H}_2 + \text{VH}$		$7,92 \times 10^{-2} \pm 14\%$

R.Pfohl gibt als vorläufiges Ergebnis für den mit K2-Emulsion ausgemessenen Teilchenfluß/cm²·h die Werte an /34/:

$$\begin{array}{ll} 6 \leq z \leq 9 & 2,5 \times 10^{-1} \pm 10\% \\ z \geq 10 & 1,2 \times 10^{-1} \pm 10\% \end{array}$$

Der erste Wert ist in guter Übereinstimmung mit obiger Gruppe M, der zweite ist vergleichbar mit der Summe aus den Gruppen H₁, H₂ und VH.

In Zellulosenitrat werden i.a. nur niederenergetische Teilchen oder Teilchen mit sehr hohem z registriert. Hier beträgt der von W.Enge et al /30/ nachgewiesene totale Teilchenfluß $6,1 \times 10^{-2}$ bis $9,3 \times 10^{-2}$ Teilchen/cm²·h, abhängig von der Position der CN-Schicht im Stack. Auch diese Werte entsprechen dem Ergebnis der AgCl-Auswertung für die Summen der Gruppen H₁, H₂ und VH.

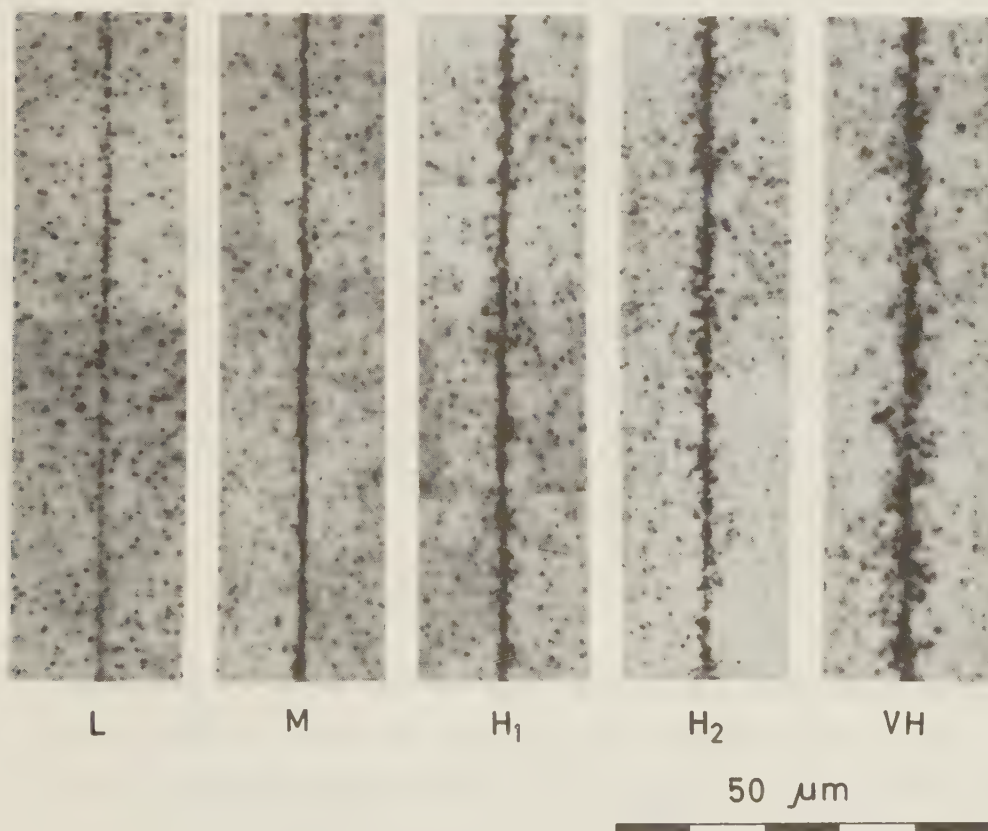


Abbildung 29:

Beispiel für Teilchenspuren in AgCl-Detektoren aus dem Biostack II Experiment:

L: $z \leq 6$; M: $6 \leq z \leq 9$; H₁: $9 \leq z \leq 16$; H₂: $15 \leq z \leq 26$; VH: $z \geq 24$

Neben den Teilchenspuren wurde auch die Anzahl der erzeugten und überlebenden Sterne aus Kernzertrümmerungen gemessen. Mit 471 gezählten Sternen in $105,7 \text{ mm}^3 \text{ AgCl}$ ergibt sich der Wert von $14,6 \text{ Sterne/cm}^3 \cdot \text{h}$ oder $2,63 \text{ Sterne/g} \cdot \text{h}$ bei einem Fehler von 13,8%. Dies ist um 28% niedriger als bei dem Ballonflug in Ft.Churchill.

Dagegen hat R.Kaiser mit Emulsion K2 im Biostack II:

$11,0 \text{ Sterne /g} \cdot \text{h}$

und bei Ballonflügen, die dem von Ft.Churchill vergleichbar sind:

$10,0 \text{ Sterne / g} \cdot \text{h}$ gemessen /35/.

Tabelle 14: Stern-Erzeugungsraten in AgCl-Detektoren und in Kernspuremulsion K2; Anzahl/g·Flugstunde

	AgCl	K2	Verhältnis
Biostack II	2,63	11,0	1 : 4,2
Ballonflug (36 km Höhe)	3,65	10,0	1 : 2,7
Verhältnis	$1/1,4$	$1/0,9$	

Bei beiden Flügen war die Rate der aufgefundenen Sterne in der Emulsion höher als im AgCl. Dies läßt sich z.T. aus der Anzahl der im Detektor enthaltenen Kerne erklären:

1) 1 g AgCl enthält je $4,2 \times 10^{21}$ Ag- und Cl-Kerne. Der geometrische Wirkungsquerschnitt, bezogen auf 1 g AgCl ist:

$$\sigma_{\text{Ag}} = 4,2 \times 10^{21} \pi R_{\text{O}}^2 A^{1/3} = 1,40 \times 10^{-3} \text{ cm}^2 \quad (R_{\text{O}} = 1,5 f)$$

$$\sigma_{\text{Cl}} = \quad \quad \quad = 0,97 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{AgCl}} = \quad \quad \quad 2,37 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

2) 1 g Emulsion besteht etwa zur Hälfte aus AgBr, also aus je $1,6 \times 10^{21}$ Ag- und Br- Kernen, zur anderen Hälfte aus Gelatine, die durch $2,1 \times 10^{22}$ N-Kerne repräsentiert sei:

$$\sigma_{\text{Ag}} = 1,6 \times 10^{21} \pi R_{\text{O}}^2 A^{1/3} = 0,54 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{Br}} = 1,6 \times 10^{21} \pi R_{\text{O}}^2 A^{1/3} = 0,49 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{N}} = 2,1 \times 10^{22} \pi R_{\text{O}}^2 A^{1/3} = 3,66 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

$$\sigma_{\text{Emulsion}} = 4,69 \times 10^{-3} \text{ cm}^2$$

Demnach müßte das Verhältnis der erzeugten Sterne in AgCl und in Emulsion 1 : 2,0 sein. Der Unterschied zu dem im Ballonflug gefundenen Verhältnis von 1 : 2,7 dürfte auf sogenannte graue Sterne zurückzuführen sein, die bei der Spallation von Kernen in mittelschwere hochenergetische Teilchen entstehen, von denen jedes eine Spur nur geringer Schwärzung erzeugt. Diese werden im AgCl nicht immer als Sterne erkannt.

In der Emulsion K2 war die Stern-Erzeugungsrate im Biostack-Experiment gegenüber dem Ballonflug um 10% erhöht. Nimmt man für beide Flüge das selbe Verhältnis für die ursprünglich im Silberchlorid und in der Emulsion erzeugten erkennbaren Sterne von 1 : 2,7 an, so läßt sich aus dem Verhältnis von 1 : 4,2 der, in den AgCl-Detektoren aus dem Biostack noch vorhandenen Sterne schließen, daß hier durch die Regression in den im Dunkeln geflogenen AgCl-Detektoren 35% der erzeugten Sterne verloren gingen.

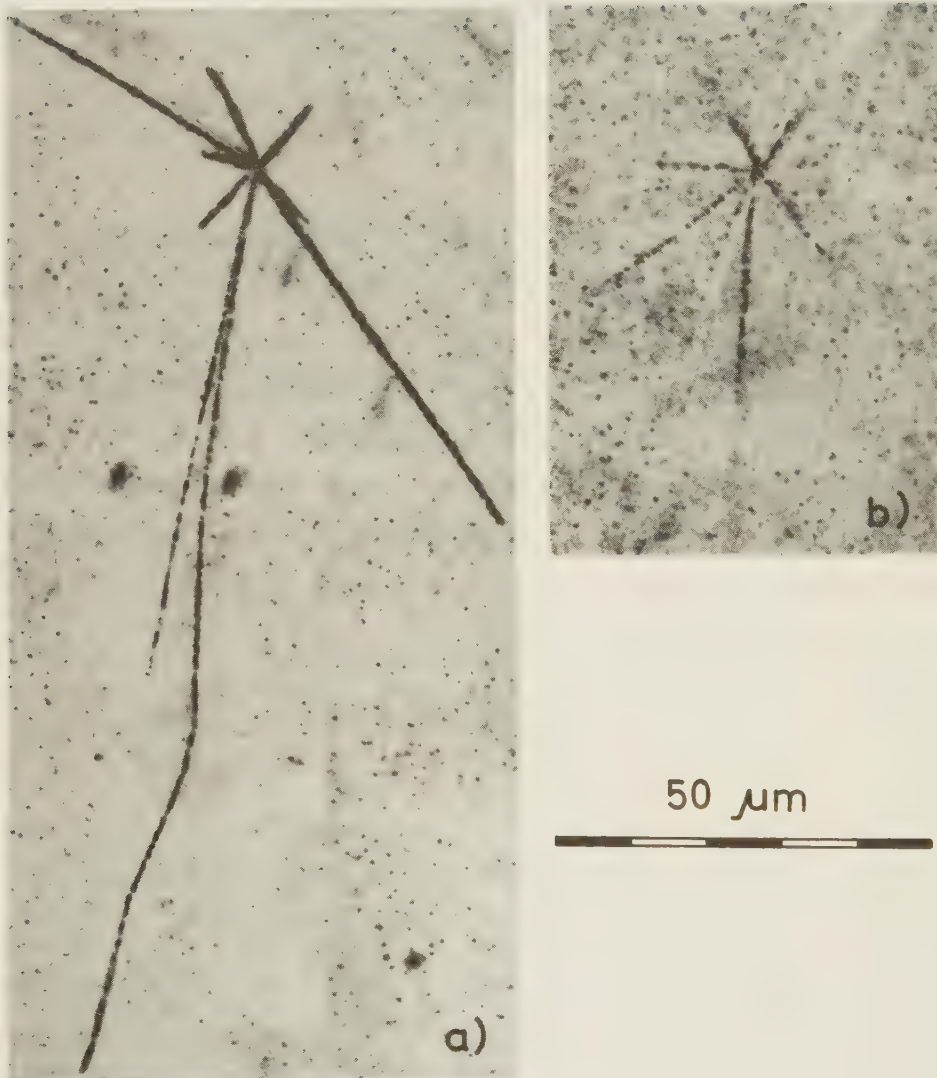


Abbildung 30:

Sterne aus der Spallation von Ag-Kernen

a) Simultan zu seiner Entstehung stabilisierter Stern aus einem
Ballonflug in Aire sur l'Adour

b) Teilweise erhaltener Stern aus dem Biostack II Experiment

E: Radiobiologische Anwendung =====

1) Kombinationsmöglichkeiten biologischer Zellen mit Spurdetektoren

Sollen die Auswirkungen einzelner Teilchenstrahlen auf biologische Objekte untersucht werden, so müssen diese Objekte zum Nachweis und zur Lokalisierung des Teilchendurchgangs mit physikalischen Detektoren verbunden werden. Im Falle unbekannter Strahlung kommt dem Detektor noch die Aufgabe zu, die Teilchensorte und -energie zu bestimmen.

Für mikroskopische Objekte bieten sich visuelle Detektoren an, auf die die Objekte direkt - z.B. mit wasserlöslichem PVA - aufgeklebt werden. Die Bestimmung der getroffenen Zellen kann erst nach der Entwicklung des Detektors stattfinden, daher muß während des Entwicklungsvorganges das Objekt auf dem Detektor direkt oder fotografisch festgehalten werden.

(a) Kernspuremulsion

Da sie in einem Naßprozeß entwickelt wird, müssen die biologischen Objekte zuvor entfernt werden. Als Lösung zur Rekonstruktion der ursprünglichen Anordnung bietet sich die fotografische Fixierung auf der Emulsion selbst an, wobei ein Schattenriß des biologischen Objektes auf die Emulsion aufbeleuchtet wird. Hierbei verbleiben noch Unsicherheiten, da der genaue Abstand zwischen Zelle und Emulsion nicht bekannt ist; zudem gestattet die Verformung und Schrumpfung der Emulsion bei ihrer Entwicklung keine exakte Richtungsmessung der Teilchenbahn.

(b) Plastikdetektoren

Auf den Plastikdetektoren kann die Lage der biologischen Objekte indirekt nicht festgehalten werden. Die Objekte werden daher auf den Detektoren belassen und diese nur einseitig geätzt, wobei die beschichtete Seite abgedichtet wird /30/. Die Dicke der Plastiksichten beträgt i.a. 200 - 250 µm; da der Ätzkegel naturgemäß keine sehr exakte Richtungsmessung erlaubt, ist dessen Verlängerung bis zum Objekt mit einer, vom Abstand von Kegelspitze zu Objekt abhängigen, Ortsunsicherheit verbunden.

Hinzu kommt eine Beschränkung der Ätzbedingungen, die ein Durchätzen des Detektors und damit den Zugang zu den biologischen Zellen für die Ätzflüssigkeit keinesfalls gestatten dürfen.

(c) AgCl-Detektoren

Die einfache und trockene Entwicklung mit biologisch unschädlichem Licht von $h\nu = 3 \text{ eV}$ gestattet eine Entwicklung des Detektors, wobei auf dessen Oberfläche aufgebrachte biologische Objekte nicht entfernt werden müssen. Je nach deren Größe kann der Detektor von der Quarz- oder der Kristallseite her entwickelt werden. Da der Kristall bei seiner Entwicklung keiner Verformung unterliegt, ist die Zuordnung der Teilchenbahn auch zu solch kleinen Objekten wie z.B. Sporen gut. Die Ortsauflösung beträgt in Höhe der, an der Kristalloberseite, aufgebrachten Objekte $\geq 1 \text{ }\mu\text{m}$.

Die Abbildung 31 zeigt einen Detektorausschnitt mit in PVA eingebetteten Sporen von *Bacillus Subtilis* und anschließend eingeschossenen und entwickelten α -Spuren. Bei den Sporen mit dem Durchmesser von $1 \text{ }\mu\text{m}$ ist eine gute Ortsauflösung des Detektors unbedingt erforderlich.

2) Ergebnisse aus Biostack II: Eier von Artemia Salina auf AgCl-Detektoren

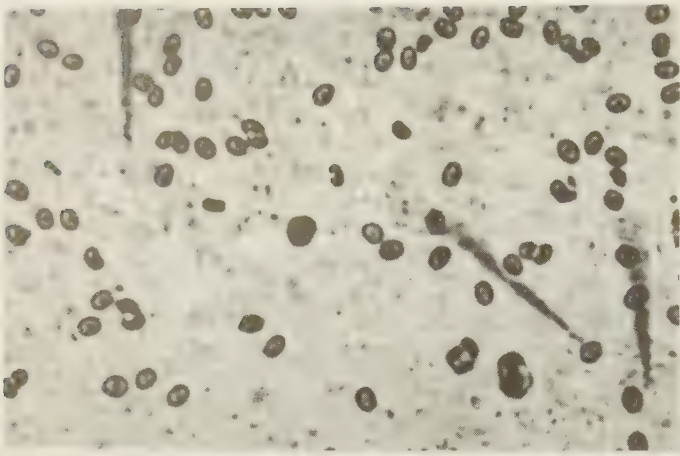
Für das Biostack II Experiment wurden auf 6 Detektoren Eier von Artemia Salina (Salzkrebs) mit PVA aufgezogen und während des Raumfluges der kosmischen Strahlung exponiert. Die Eier verblieben während der Entwicklung und dem Scannen der Detektoren auf deren Oberfläche. Die Entwicklung wurde von der Kristallseite her durchgeführt, da eine, unter den Eiern verlaufende, Spur doch nicht betrachtet werden konnte. Die getroffenen Eier wurden mit einem, auf den Kristall aufbelichteten, numerierten Pfeil markiert und konnten damit anschließend problemlos mit der Lupe wiedererkannt werden. Die Treffer wurden als zentral getroffen und berührt unterteilt (bei einem Ei-Durchmesser von 200 µm wurden die Teilchen als berührend bezeichnet, die nicht mehr als 15 µm in das Innere eingedrungen waren). Die Spuren wurden in die Gruppe "L" bis VH eingeteilt. Von leichten Teilchen nur gestreifte Eier wurden nicht berücksichtigt.

Die Detektoren mit den 79 getroffenen und markierten Eiern wurden zur weiteren Auswertung der biologischen Schädigung der Klinik und Poliklinik für Nuklearmedizin, Marburg, überlassen. Hier wurden die markierten Eier isoliert, soweit möglich ausgebrütet und ihr weiteres Wachstum untersucht /31/.

Vergleichs-Untersuchungen wurden mit den mitgeflogenen, aber nicht von schweren Teilchen getroffenen, Eiern, und mit nicht geflogenen Eiern durchgeführt.

Die biologische Entwicklung der Eier läßt sich in Gruppen einteilen:

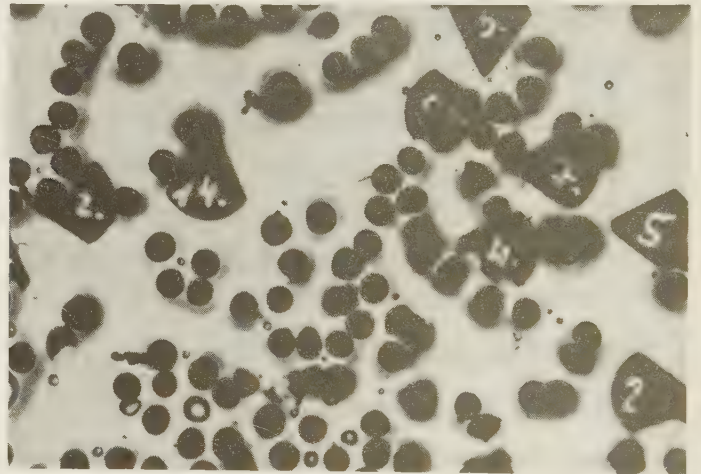
- 1) Im Ei findet keine weitere Entwicklung statt.
- 2) Die Eischale platzt, aber die Eihülle enthält keine fertig entwickelte Larve mit erkennbaren Organen.
- 3) Die Eischale platzt, enthält eine entwickelte Larve, aber das Tier ist zu schwach, um durch seine Eigenbewegungen die Eihülle zu sprengen.
- 4) Die Eihülle platzt, die Larve sprengt die Eihülle und schwimmt frei. Auch hier können noch Mißbildungen auftreten.



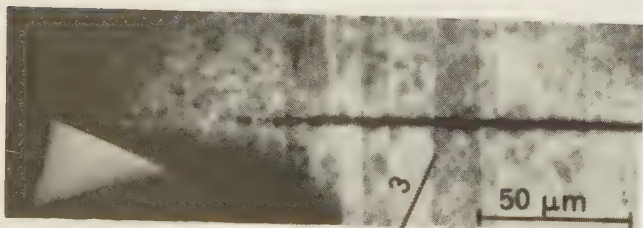
10 μ m

Abbildung 31:
AgCl-Detektor mit
in PVA eingebetteten
Sporen von *Bacillus*
Subtilis und mit Spu-
ren von α -Teilchen.

Abbildung 32:
Eier von *Artemia Salina*,
in PVA eingebettet und
auf AgCl aufgezogen.
Getroffene Eier mit
numerierten Dreiecken
markiert.



1 mm



50 μ m

Abbildung 33:
2 Eier von *Artemia Salina*;
eines von einem schweren
Teilchen getroffen und
markiert; 3:1 Vergrößerung
der Teilchenspür

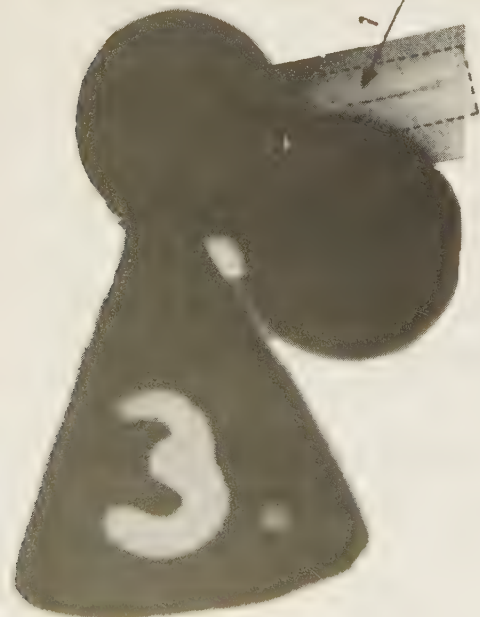


Tabelle 15 enthält die Häufigkeiten dieser 4 Gruppen für getroffene, mitgeflogene aber nicht getroffene und nicht mitgeflogene Eier.

Tabelle 15: Häufigkeiten (%) der Entwicklungsstufen von, auf AgCl aufgebrachten, Eiern von Artemia Salina, nach Strahlenschädigung durch Flug im Biostack II; Vergleich zu nicht nachweislich getroffenen Eiern und zur Bodenkontrolle.

	Eier ohne Entwicklung	Eier mit Entwicklung (Eischale geplatzt)		
		kein Zerreißen der Eihülle ohne Körper- grundgestalt	mit Körper- grundgestalt	Zerreißen der Eihülle; Larven schwimmen
Gruppe	1	2	3	4
getroffene Eier	44	21	17	18
nicht nachweis- lich getroffene Eier	29	18	5	48
Bodenkontrolle	14	0	2	84

Parallel hierzu wurden diese biologischen Untersuchungen mit Artemia Salina Eiern durchgeführt von W. Rüther /31/ bei Kombination mit Plastikdetektoren und von M. Planel /32/ bei Kombination mit Kernspuremulsion. Die dabei gefundenen Ergebnisse entsprechen den hier aufgeführten.

F: Literaturhinweise
=====

- / 1 / F. Zörgiebel
Dissertation IKF - 28 (1971)
- / 2 / F. Zörgiebel, G. Haase, G. Henig, E. Schopper, J.-U. Schott
Z. Angew. Phys. 30 (4), 316 (1970)
- / 3 / E.V. Benton, R.P. Henke
NIM 67, 87 (1969)
- / 4 / K. Dardat
Diplomarbeit IKF - D 147 (1972)
- / 5 / J.-U. Schott
Dissertation IKF (in Vorbereitung)
- / 6 / G. Henig
Diplomarbeit IKF - IB 32 (1969)
- / 7 / W. Von der Osten, H. Peisl, W. Waidelich
Z. Phys. 193, 400 (1966)
- / 8 / E. Schopper et al] Conference Papers 8th Int. Conf.
/ 9 / F. Granzer et al] on Nuclear Photography and Visual
/ 10 / J.-U. Schott et al] Detectors, Bukarest (1972)
/ 11 / G. Henig et al] (im Druck)
- / 12 / P. Cuzzocrea, E. Perillo, S. Notarrigo
Nuovo Cimento, 4A, N2, 251 (1971)
- / 13 / D.G. Gardner, S. Rosenblum
Nuc. Phys. A 96, 121 (1967)
- / 14 / W. Hauser, H. Feshbach
Phys. Rev. 87, 366 (1952)
- / 15 / R. Bass, F.M. Saleh
Proc. Int. Conf. on the Study of Nuclear Structure
with Neutrons, Antwerpen (1965), S. 41
- / 16 / A.S.E. Greene, T. Sawada, D.S. Saxon
The Nuclear Independent Particle Model
Academic Press, New York (1968)
- / 17 / R. Bock, P. David, H.H. Duhm, H. Hefele, U. Lynen, R. Stock
Nuc. Phys. A 92, 539 (1967)
- / 18 / C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlman
Tables of Isotopes, New York (1967)
- / 19 / P.M. Endt, C. Van der Leun
Nuc. Phys. A 105, 1 (1967)
- / 20 / K. Breuer
Dissertation IKF - D 66 (1964)

- / 21 / A.Rubbino, D. Zubke
Congress Internationale de Ppysique Nucleaire
Paris (1964), Vol III, S. 805
- / 22 / E. Schopper, E. Lohrmann, G. Mauck
Handbuch der Physik, Vol XLVI/2, S. 372 (1967)
- / 23 / E. Schopper
GSI-Bericht 72-7, S. 3 (1972)
- / 24 / R.L.Fleischer, P.B.Price, R.M.Walker, E.L.Hubbard
Phys. Rev. 156, 353 (1967)
- / 25 / R. Katz, E.J. Kobetich
Phys. Rev. 170, (1968)
a: 391 b: 397 c: 401 d: 405
- / 26 / R. Lüst
Vorträge über Kosmische Strahlung; Herausgeber W.Heisenberg
Springer-Verlag (1953) S. 9
- / 27 / M.M. Shapiro, R. Silberberg
Conference Papers 7th Int. Conf. on Nuclear Photography
and Visual Detectors, Barcelona (1970) S. 297
- / 28 / R. Kaiser et al
Conference Papers 8th Int. Conf. on Nuclear Photography
and Visual Detectors, Bukarest (1972) - im Druck
- | | |
|-----------------------------|--|
| / 29 / R. Pfohl et al |] COSPAR-Conference Papers,
COSPAR-Meeting, Working-
group no 5, L.3, Konstanz
(Mai 1973)
(im Druck) |
| / 30 / K.P.Bartholomä et al | |
| / 31 / W. Rüther et al | |
| / 32 / H. Planel et al | |
| / 33 / G. Henig et al | |
| / 34 / R. Pfohl et al | |
- Apollo 17: Preliminary Science Report
NASA Manned Spacecraft Center (im Druck)
- / 35 / R. Kaiser, Laboratoire de Physique Corpusculaire,
Straßburg. Mündliche Mitteilungen
- / 36 / A.H. Wapstra, N.B. Grove
Nuclear Data Tables, Vol. 9, Nr 4-5 (1971)
Academic Press, New York and London
- / 37 / W.H. Barkas
Nuclear Research Emulsions
Academic Press, New York and London
- / 38 / R.A. Dudley
Radiation Dosimetry, Vol. 2, (1966)
Academic Press, New York and London

Professor Dr. E. Schopper, Direktor des Institutes für Kernphysik, hat die Durchführung dieser Arbeit ermöglicht und als Leiter der Arbeitsgruppe wesentliche Anregungen dazu gegeben und Kontakte mit anderen Arbeitsgruppen herbeigeführt.

Von Professor Dr. F. Granzer (Institut für Angewandte Physik, Abteilung für Wissenschaftliche Photographie) und von Professor Dr. G. Haase (jetzt Technische Universität München) stammen entscheidende Überlegungen zu den Vorgängen im Ionenkristall.

Herr Th. Wendnagel hat die Herstellung der Detektoren übernommen. Er trägt entscheidende Verdienste an Verbesserungen ihrer kristallografischen und ihrer Detektor-Qualitäten.

Die Neutronenbestrahlungen wurden von Dr. A. Wensel (IKF) durchgeführt.

Den Ballonflug bei Ft. Churchill hat Dr. K. Fukui (z.Zt. Universität Kiel) durchgeführt. Die Vermittlung hierzu kommt von Dr. W. Enge und Dr. R. Beaujean (Universität Kiel); sie haben auch die Bearbeitung der Zellulosenitrat-Detektoren übernommen.

Dr. R. Kaiser (Laboratoire de Physique Corpusculaire, CNR, Straßburg) hat die Ballonflüge in Frankreich vermittelt und die Entwicklung der Emulsionen übernommen.

Das Biostack-Experiment wurde in Zusammenarbeit mit der Arbeitsgruppe Biophysikalische Raumforschung (Universität Frankfurt) unter Leitung von Dr. H. Bücken durchgeführt.

Dr. W. Rüther (Universitätsklinik Marburg) stellte die Artemia Salina Eier zur Verfügung und unternahm die biologischen Untersuchungen daran.

Mit Dipl. Phys. J.-U-Schott hatte ich stets ein gutes kollegiales Verhältnis und eine enge Zusammenarbeit.

Ihnen allen gilt mein besonderer Dank für die Mitwirkung am Zustandekommen dieser Arbeit.

Lebenslauf

Am 17. September 1944 wurde ich in Bühl/Baden geboren als Sohn des Diplom-Ingenieurs Robert Henig und seiner Ehefrau Herta, geborene Weber.

Von 1950 bis 1954 besuchte ich die Volksschule, davon das erste Jahr in Karlsruhe, die übrige Zeit in Bad Homburg. Hier trat ich 1954 in das Kaiserin-Friedrich-Gymnasium ein, in dessen mathematisch-naturwissenschaftlichem Zweig ich im März 1963 die Reifeprüfung ablegte.

Im Sommersemester 1963 begann ich das Studium der Physik an der Johann Wolfgang Goethe-Universität in Frankfurt am Main. Die Diplom-Vorprüfung legte ich im November 1965 ab.

Im Juli 1967 begann ich am Institut für Kernphysik, Frankfurt, unter der Leitung von Professor Dr. E. Schopper und seinem damaligen Mitarbeiter Dr. K. Breuer meine Diplomarbeit mit dem Thema: "Temperaturverhalten von Cadmium-dotierten Silberchlorid-Einkristallen bei Verwendung als Teilchendetektor", die ich im Mai 1969 mit der Diplom-Hauptprüfung beendete.

Hiernach wurde ich am Institut für Kernphysik als wissenschaftlicher Mitarbeiter eingestellt. Ich hatte die Aufgabe, an der Weiterentwicklung und der praktischen Anwendung des $\text{AgCl}(\text{Cd})$ -Detektors mitzuarbeiten. Dabei entstand auch die vorliegende Dissertation.

Meine akademischen Lehrer waren:

N. Barth, R. Bass, E.A. Behrens, H. Bilz, K. Breuer, W. Bundke,
M. Czerny, H. Dänzer, A. Doiwa, N. Fiebiger, F. Granzer, W. Greiner
G. Haase, M.G. Huber, G. Köthe, W. Martienssen, B. Mrowka,
R. Moufang, A. Münster, H.A. Müser, P. Royen, L. Sauer, E. Schopper
G. Süßmann, F. Stummel, H. Wagner, Th. Wieland

